К. Я. КОНДРАТЬЕВ

АКТИНОМЕТРИЯ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов университетов и гидрометеорологических институтов

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
Ленинград • 1965

УДК 551.521

В книге систематизированно излагаются сведения о закономерностях переноса лучистой энергии в атмосфере, а также о радиационном режиме атмосферы и земной поверхности. Кратко рассмотрены наиболее существенные вопросы методики актинометрических измерений.

Предназначена в качестве учебного пособия для студентов гидрометеорологических институтов и факультетов университетов, специализирующихся по метеорологии и физике атмосферы.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследования радиационных процессов в атмосфере приобретают все большую актуальность. Об этом свидетельствует, например, тот факт, что измерения составляющих радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера являются одним из важнейших разделов программы метеорологических спутников. Между тем до сих пор отсутствует учебное пособие, которое давало бы возможность ознакомиться с современным состоянием исследований преобразования лучистой энергии в атмосфере. Цель, которую поставил перед собой автор этой книги, состоит в попытке заполнить отмеченный пробел в метеорологической литературе.

Более четверти столетия тому назад (в 1938 г.) был издан первый и до сих пор единственный курс — «Актинометрия» Н. Н. Калитина. В этой книге были подведены итоги многолетних актинометрических наблюдений в СССР и зарубежных странах. Ее выход в свет имел в свое время большое значение. Естественно, однако, что за прошедшее с тех пор время содержание актинометрии претерпело существенные изменения. В связи с этим и само понятие актинометрии следует сейчас определять значительно более широко, отнюдь не исчерпывая его измерительно-описательной стороной дела, но включая также вопросы теории переноса лучистой энергии в атмосфере. Именно с таких позиций написана предлагаемая читателю новая книга по актинометрии. Более того, поскольку вопросы методики актинометрических наблюдений и обработки результатов наблюдений освещаются в специальных лекционных курсах и нашли свое отражение в ряде учебных пособий, вышедших за последние годы (см. книгу Ю. Д. Янишевского «Актинометрические приборы и методы наблюдений». Гидрометеоиздат, Л., 1957), автор счел необходимым осветить эти вопросы лишь в самой общей форме.

В монографиях автора, изданных Гидрометеоиздатом («Лучистая энергия Солнца», 1954; «Лучистый теплообмен в атмосфере», 1956; «Тепловой режим верхних слоев атмосферы», в соавторстве с О. П. Филипович, 1960; «Метеорологические

исследования с помощью ракет и спутников», 1962; «Метеорологические спутники», 1963), освещены результаты работ по актинометрии, атмосферной оптике и смежным проблемам, появившихся за последние полтора десятилетия в СССР и за рубежом. В настоящей книге материалы упомянутых монографий были в той или иной мере использованы с существенным привлечением новых результатов, опубликованных за последние годы.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить редактора этой книги Т. В. Кириллову за многие ценные советы и замечания, учтенные мною при подготовке рукописи к изданию. Выражаю также глубокую благодарность Е. П. Барашковой, Т. Г. Берлянд, В. Л. Гаевскому, Б. М. Гальперин, С. В. Зверевой, Н. П. Тверской, Ф. Н. Шехтер, К. С. Шифрину, Ю. Д. Янишевскому, ознакомившимся с отдельными частями рукописи и указавшим на целый ряд недостатков. Эти недостатки были устранены при окончательном редактировании книги.

Автор сознает, что осуществленная им работа еще во многих отношениях является несовершенной. Несомненно, замечания и пожелания читателей сыграют важную роль в дальнейшем улучшении этой книги. Поэтому автор будет весьма признателен за критические замечания и пожелания, которые просит направлять по адресу: Ленинград, В-53, 2-я линия, д. 23, Гидрометеоиздат.

Глава I

ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ПОНЯТИЯ

§ 1. Солнце как источник радиации. Понятие о звездных температурах

Лучистая энергия Солнца является практически единственным источником энергии, за счет которой совершаются атмосферные движения и происходят многие разнообразные процессы в атмосфере и поверхностных слоях земной коры.

Наглядное представление о том, в какой степени солнечная радиация доминирует над всеми остальными источниками энергии, дает табл. 1, составленная по данным Н. Герзона.

Таблица 1

Источники энергии для атмосферы (величины энергии определены для Земли в целом)

Источник энергии	Энергия	
	эрг/сек	по отношению к Солнцу
Солнце	$1{,}76 \cdot 10^{24}$	1
Луна (полнолуние)	$3{,}09 \cdot 10^{19}$	$1{,}76 \cdot 10^{-5}$
Молнии	$1{,}60 \cdot 10^{19}$	$9{,}09 \cdot 10^{-6}$
Свет звезд	$2{,}61 \cdot 10^{17}$	$1{,}48 \cdot 10^{-7}$
Яркие полярные сияния	$2{,}53 \cdot 10^{17}$	$1{,}44 \cdot 10^{-7}$
Космические лучи	$1{,}63 \cdot 10^{17}$	$9{,}26 \cdot 10^{-8}$
Метеоры	$1{,}44 \cdot 10^{17}$	$8{,}18 \cdot 10^{-8}$
Свечение ночного неба	$1{,}12 \cdot 10^{17}$	$6{,}37 \cdot 10^{-8}$

Как видно из табл. 1, даже максимальный по сравнению со всеми остальными приход лучистой энергии от Луны составляет менее 0,002% по отношению к солнечной радиации.

Коротко упомянем основные характеристики Солнца как источника радиации. Подробное изложение физики Солнца можно найти в многочисленных изданиях по астрономии и астрофизике.

Солнце представляет собой самую близкую к нам звезду и является огромным газовым шаром с температурой излучающей поверхности около 6000°. Внутренние части Солнца находятся при еще более высоких температурах, достигающих 40 000 000°.

Размеры Солнца следующие:

Диаметр	1 390 600 *км*
Площадь поверхности . . .	$6{,}075 \cdot 10^{12}$ *км*^{2}
Объем	$1{,}42 \cdot 10^{18}$ *км*^{3}

Геометрические размеры, масса и плотность Солнца по отношению к соответствующим величинам для Земли могут быть охарактеризованы такими цифрами:

Диаметр	109,05
Поверхность	11 918
Объем	1 301 000
Масса	332 488
Плотность	0,255

Расстояние от Земли до Солнца изменяется в течение года, составляя в среднем $1{,}4953 \cdot 10^8$ *км*. Это среднее расстояние от Земли до Солнца соответствует среднему видимому угловому диаметру Солнца, равному 31′59″,3. Изменение расстояния (км) от Земли до Солнца можно проследить с помощью следующей таблицы:

1 января	147 001 000	(наименьшее)
1 апреля	149 501 000	
1 июля	152 003 000	(наибольшее)
1 октября	149 501 000	

Как видно из этой таблицы, в течение года расстояние между Землей и Солнцем изменяется примерно на 5 000 000 *км*. Следствием такого изменения расстояния между Землей и Солнцем являются годовые колебания прихода солнечной радиации на земную поверхность, составляющие $\pm 3{,}5\%$ величины среднего за год прихода солнечной радиации.

Строение Солнца является весьма сложным. Внешний его слой, непосредственно доступный наблюдениям, носит название фотосферы. Над фотосферой располагается светящаяся, но почти прозрачная атмосфера Солнца, состоящая из сильно разреженных газов. Атмосфера Солнца состоит из двух слоев, из которых нижний, высотой около 500 *км*, называется обращающим

слоем, а верхний — хромосферой. Хромосфера имеет значительно большую протяженность, чем обращающий слой, — около 12 000—14 000 *км*.

Внешнюю часть атмосферы Солнца составляет солнечная корона, протяженность которой очень велика. В направлении от фотосферы к короне температура солнечной атмосферы сильно возрастает. Современные оптические наблюдения, а также наблюдения радиоизлучения показывают, что температура короны составляет около 1 000 000°, причем такие высокие значения температуры сохраняются по крайней мере на расстоянии двух радиусов Солнца, считая от поверхности последнего. Существование протяженной солнечной короны, обладающей высокими температурами, дало возможность С. Чепмену выдвинуть гипотезу о том, что внешняя часть земной атмосферы (так называемая экзосфера) нагревается за счет высокотемпературного коронального газа. Таким образом, согласно этой гипотезе, Землю окружает не холодное межпланетное пространство, а чрезвычайно разреженный, но «раскаленный» корональный газ, температура которого в окрестности нескольких земных радиусов составляет около 200 000°. Количественные оценки показывают, что поток энергии, идущей на нагревание внешней части земной атмосферы, составляет несколько эргов на квадратный сантиметр в секунду.

Как на поверхности Солнца, так и в его атмосфере постоянно происходят бурные движения масс газа, вследствие чего поверхность Солнца становится неоднородной. К числу особенно существенных явлений, происходящих на поверхности Солнца, относятся так называемые солнечные пятна, представляющие собой темные образования на поверхности Солнца. Измерения температуры пятен показали, что она значительно ниже температуры фотосферы и составляет около 4500°. Пятнообразовательная деятельность на поверхности фотосферы весьма изменчива, однако многочисленные наблюдения обнаружили в ней целый ряд циклических явлений. Особенно хорошо известна одиннадцатилетняя цикличность в изменении числа солнечных пятен.

Для количественной характеристики изменений пятнообразовательной деятельности Солнца было предложено несколько индексов. Наиболее распространенным из них является так называемое число Вольфа R, определяемое соотношением

$$R = k(f + 10g), \tag{1.1}$$

где f — число отдельных пятен, которые объединяются в g групп, k — эмпирический коэффициент.

Наблюдения обнаружили хорошую корреляцию числа Вольфа с разнообразными геофизическими явлениями, что свидетельствует о существовании влияния пятнообразовательной

деятельности Солнца на процессы, происходящие в атмосфере.

В начале настоящего параграфа было указано, что температура поверхности Солнца составляет около 6000°. Такую величину имеет так называемая эффективная температура Солнца. Помимо эффективной температуры, существует также целый ряд других характеристик термического состояния звезд вообще и Солнца в частности. Все эти характеристики носят общее название звездных температур. Так как звездные температуры находят себе применение и в области актинометрии, мы дадим здесь краткое определение некоторых звездных температур.

Эффективная температура T_e звезды или вообще любого источника лучистой энергии определяется из следующего соотношения:

$$F = \sigma T_e^4, \tag{1.2}$$

где F — поток лучистой энергии от объекта, эффективная температура которого определяется; σ — постоянная Стефана—Больцмана.

Как видно из определения, эффективная температура служит для сопоставления потока излучения данного объекта с потоком излучения абсолютно черного тела.

Цветовая температура данного источника T_c определяется как та температура, при которой спектральное распределение интенсивности излучения абсолютно черного тела наилучшим образом совпадает со спектральным распределением интенсивности излучения рассматриваемого объекта (при таком определении понятие о цветовой температуре может быть справедливым не только для видимой области спектра).

Температура излучения T_E является третьей звездной температурой, представляющей интерес для актинометрии. Определение температуры излучения T_E дается соотношением:

$$F_\lambda = B_\lambda (T_E), \tag{1.3}$$

где F_λ — монохроматический поток излучения рассматриваемого объекта, B_λ — монохроматический поток излучения абсолютно черного тела, имеющего температуру T_E.

Как видно из определения температуры излучения, эта величина в некоторой степени аналогична эффективной температуре с той, однако, существенной разницей, что последняя определяется из сопоставления полных потоков излучения данного объекта и абсолютно черного тела, а первая — из сопоставления монохроматических потоков.

Приведем теперь численные значения рассмотренных нами звездных температур для Солнца.

Точное значение эффективной температуры Солнца T_E составляет по последним данным 5784° К.

Цветовая температура Солнца, определенная указанным выше образом, составляет для участка спектра от 0,4 до 0,7 μ значение $T_c = 7140°$ К. Для ультрафиолетовой же области спектра ($\lambda < 0{,}4$ μ) получается $T_c = 4850°$ К.

Данные о температуре излучения Солнца представлены в табл. 2.

Таблица 2

Температура излучения Солнца

Длина волны, μ	Температура излучения, °К	
	для центра диска Солнца	для полной радиации, излучаемой всем диском Солнца
0,70	6000	5800
0,55	6300	6100
0,45	6400	6200

Для более коротких длин волн, чем те, что указаны в табл. 2, температура излучения Солнца значительно уменьшается (Солнце значительно «холоднее» в ультрафиолетовой, чем в видимой области спектра).

Ракетные исследования ультрафиолетового спектра Солнца привели к значениям температуры излучения порядка 4000—5000° К. Температура излучения Солнца в инфракрасной области спектра также меньше значений, указанных в табл. 2 (так, например, по данным Ф. Саиди и Р. М. Гуди, $T_E = 5036°$ К при $\lambda = 11{,}1$ μ). Что же касается температуры излучения для области радиоизлучения Солнца (сантиметровые — метровые радиоволны), то она по порядку величины равна 10^6 °К.

Приведенные данные о звездных температурах Солнца обнаруживают весьма большое разнообразие численных значений этих величин. Это свидетельствует о том, что по своим излучательным свойствам Солнце заметным образом отличается от абсолютно черного тела, так как в противном случае значения всех звездных температур должны были бы быть для Солнца одинаковыми.

§ 2. Общие сведения о потоках лучистой энергии в атмосфере

Лучистая энергия Солнца, проходя через атмосферу, испытывает сложные преобразования. На пути от внешней границы атмосферы до земной поверхности происходит поглощение и рассеяние лучистой энергии. Вследствие рассеяния лучистой энергии на уровне земной поверхности наблюдается не только *прямая солнечная радиация* в виде параллельного пучка лучей, идущих от Солнца, но также и *рассеянная радиация,* падающая от всех точек небесного свода. Прямая солнечная и рассеянная радиа-

ции составляют в совокупности *суммарную радиацию*. Достигая земной поверхности, суммарная радиация частично отражается от нее, в результате чего возникает поток *отраженной радиации*. Неотраженная часть прямой солнечной и рассеянной радиации поглощается земной поверхностью и составляет *поглощенную радиацию*. Выделяющееся за счет поглощения суммарной радиации тепло идет на нагревание почвы. Нагретая поверхность почвы становится источником *собственного излучения земной поверхности*, направленного к атмосфере. В свою очередь атмосфера, нагревающаяся за счет теплообмена (главным образом турбулентного) с земной поверхностью, также излучает тепловую радиацию, направленную к земной поверхности (*противоизлучение атмосферы*) и в мировое пространство (*уходящее излучение атмосферы*). Так как относительная излучательная (и соответственно поглощательная) способность земной поверхности δ меньше единицы, то происходит отражение противоизлучения атмосферы земной поверхностью. Поэтому необходимо принимать во внимание наличие *отраженного теплового излучения*.

Для практических целей наиболее важно определить величину лучистого теплообмена между земной поверхностью и атмосферой. Эту величину характеризуют с помощью понятия об эффективном излучении. *Эффективным излучением земной поверхности* называют разность между собственным излучением земной поверхности и поглощенной земной поверхностью частью противоизлучения атмосферы. Однако иногда используют и другое определение эффективного излучения как разности восходящего и нисходящего потоков теплового излучения на уровне земной поверхности. Далее будет показано, что оба эти определения тождественны. Разность поглощенной суммарной радиации и эффективного излучения называют *радиационным балансом* подстилающей поверхности. Подобным же образом можно ввести понятия о *радиационном балансе атмосферы* и *системы земная поверхность — атмосфера*. Эти величины будут определены далее (глава X). Таким образом, в атмосфере наблюдается целая система потоков лучистой энергии. Существенной особенностью перечисленных выше потоков лучистой энергии является то, что они обладают различным спектральным составом. Как известно, спектральный состав потока лучистой энергии характеризуется распределением энергии излучения по длинам волн. Длины волн электромагнитного излучения принято измерять в следующих единицах:

$$1\ \mu\ (\text{микрон}) = 10^{-4}\ см = 10^{-3}\ мм,$$

$$1\ m\mu\ (\text{миллимикрон}) = 10^{-7}\ см = 10^{-6}\ мм,$$

$$1\ \text{Å}\ (\text{ангстрем}) = 10^{-8}\ см = 10^{-7}\ мм,$$

$$(1\ \mu = 10\,000\ \text{Å} = 1000\ m\mu).$$

Поскольку длины волн излучений, встречающихся в природе, изменяются в очень широких пределах, весь электромагнитный спектр делят на несколько областей. Область спектра, которой соответствуют длины волн $\lambda < 0{,}4$ μ, называют *ультрафиолетовой*. Нередко всю ультрафиолетовую область спектра подразделяют на *близкую* (0,4—0,3 μ), *далекую* (0,3—0,2 μ) и область *вакуумного ультрафиолета* ($2 \cdot 10^{-1}$ — 10^{-3} μ).

Промежуток спектра лучистой энергии от 0,4 до 0,75 μ занимает *видимая область* спектра. Отличительной чертой видимой области спектра является то обстоятельство, что к излучениям любых длин волн, заключенных в пределах этой области спектра, чувствителен глаз человека. Излучения различных длин волн видимого спектра воспринимаются глазом как разные цветовые ощущения. В табл. 3 приведены промежутки длин волн, соответствующие различным цветам.

Таблица 3

Длины волн, соответствующие различным цветам

Цвет	Промежуток длин волн	Типичная длина волны
	mμ	
Фиолетовый	390—455	430
Синий	455—485	470
Голубой	485—505	495
Зеленый	505—550	530
Желто-зеленый	550—575	560
Желтый	575—585	580
Оранжевый	585—620	600
Красный	620—760	640

Излучение длинных волн ($\lambda > 0{,}75$ μ) относится к так называемой *инфракрасной области спектра*. Инфракрасный спектр принято подразделять на *близкую* инфракрасную область (0,75—25 μ) и *далекую* инфракрасную область (25—1000 μ).

Заметим, что иногда для отдельных из упомянутых выше областей спектра вводят следующие обозначения:

Область спектра, μ	0,20—0,40	0,20—0,28	0,28—0,32	0,32—0,40	0,40—0,75	0,40—0,52
Обозначения	*UV*	*UV—C*	*UV—B*	*UV—A*	*S*	*S—A*

Область спектра, μ	0,52—0,62	0,62—0,75	0,75—24	0,75—1,4	1,4—3,0	3,0—24
Обозначения	*S—B*	*S—C*	*JR*	*JR—A*	*JR—B*	*JR—C*

Специальные исследования показывают, что практически вся лучистая энергия потоков прямой солнечной, рассеянной и

отраженной радиации приходится на область коротких длин волн (0,2—5 μ), причем основная доля радиации приходится на видимую и близкую инфракрасную области спектра. Поэтому указанные потоки лучистой энергии получили название коротковолновых. Тепловое излучение земной поверхности и атмосферы является, наоборот, длинноволновым, так как целиком локализовано в инфракрасной области спектра (5—100 μ). Вследствие этого потоки теплового излучения земной поверхности и атмосферы называют длинноволновыми. Нередко длинноволновую радиацию земной поверхности и атмосферы называют также земным излучением.

Изложив краткие общие сведения о потоках лучистой энергии в атмосфере, перейдем далее к рассмотрению вопроса об основных количественных характеристиках поля излучения.

§ 3. Основные количественные характеристики поля излучения

В настоящее время не существует общепринятой единой системы количественных характеристик поля излучения. В зависимости от того, какая сторона поля излучения — энергетическая или световая — подлежит изучению, используют обычно либо энергетическую, либо фотометрическую систему количественных характеристик поля излучения. Обе эти системы количественных характеристик связаны друг с другом, однако имеется целый ряд причин, по которым целесообразно в зависимости от обстоятельств использовать ту или иную из них.

Одна из наиболее существенных причин этого состоит в том, что при измерении энергетических воздействий поля излучения нас обычно интересует количество тепла, выделяющееся в единицу времени при полном поглощении рассматриваемого потока радиации. Измерение указанного количества тепла производится с помощью приборов, приемная поверхность которых является абсолютно черной (разумеется, в том приближении, какое можно осуществить технически).

Измерение световых воздействий также связано с передачей приемнику некоторого количества лучистой энергии. Однако в этом случае приемник (в частности, наш глаз) обладает существенной избирательностью по отношению к падающему на него излучению, будучи чувствителен лишь в весьма ограниченном промежутке световых длин волн. Отмеченное различие между энергетическими и световыми воздействиями поля излучения и является одной из главных причин, оправдывающих существование двух систем количественных характеристик поля излучения: энергетической и фотометрической.

Как уже отмечалось выше, в дальнейшем будут рассматриваться почти исключительно энергетические воздействия поля излучения. Дадим поэтому лишь определение основных энергетических количественных характеристик поля излучения. Описа-

ние фотометрических характеристик можно найти в соответствующей литературе, например в книгах В. В. Мешкова «Основы светотехники», ч. I. Госэнергоиздат, 1957 и П. М. Тиходеева «Световые измерения в светотехнике». Госэнергоиздат, 1962.

1. Интенсивность излучения. Основной количественной характеристикой поля излучения является интенсивность излучения, которую мы будем в дальнейшем обозначать буквой J.

Величина интенсивности излучения зависит от длины волны излучения λ, времени t, координат x, y, z рассматриваемой точки P и направления r луча. Зависимость интенсивности излучения от всех этих величин принято обозначать следующим образом:

$$J_\lambda(t,\ P,\ r).$$

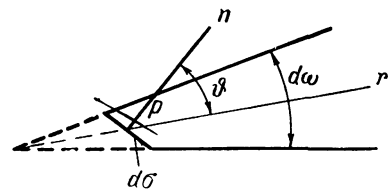


Рис. 1. К определению интенсивности излучения.

Обратимся теперь к выяснению физического смысла понятия интенсивности излучения. Рассмотрим в точке P элемент поверхности $d\sigma$ (рис. 1). Через этот элемент поверхности проходят параллельные пучки лучей всевозможных направлений. Рассмотрим только те из этих пучков, которые группируются вокруг одного определенного направления, и найдем количество излучения, проходящего в этом направлении. Пусть n — нормаль к $d\sigma$ в точке P, а r — линия, проходящая через точку P и составляющая угол ϑ с направлением нормали n. Построим вокруг направления r элементарный конус с телесным углом $d\omega$ и рассмотрим объем, ограниченный усеченным конусом, примыкающим к площадке $d\sigma$. Обозначим через dF_λ количество лучистой энергии, соответствующей спектральному интервалу $(\lambda,\ \lambda + d\lambda)$ и проходящей через $d\sigma$ за время dt в пределах выделенного объема.

Определим теперь величину интенсивности $J_\lambda(t,\ P,\ r)$ поля излучения длины волны λ в точке P в направлении r из следующего соотношения:

$$dF_\lambda = J_\lambda(t,\ P,\ r)\cos\vartheta\, d\sigma\, d\omega\, d\lambda\, dt. \qquad (1.4)$$

Таким образом, интенсивность излучения $J_\lambda(t,\ P,\ r)$ представляет собой то количество энергии, заключенное в единичном интервале длин волн и в единичном телесном угле, которое проходит за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к направлению r пучка лучей. Заметим, что, согласно Международной системе единиц, принятой в СССР с 1 января 1963 г. ГОСТ 9867—61, эту величину называют энергетической яркостью [1].

[1] См. А. Г. Чертов. Международная система единиц измерения. Росвузиздат, 1963.

Распределение интенсивности радиации в спектрах различных источников излучения обычно характеризуют графически путем построения кривых спектрального распределения энергии. Для описания спектрального состава радиации, наблюдаемой в атмосфере, это особенно удобно, так как в данном случае, как правило, спектры излучения являются сплошными. Чаще всего распределение энергии в спектре изображается в виде зависимости излучаемой энергии от длины волны λ. В таком случае спектральная интенсивность радиации должна быть определена во всей рассматриваемой области спектра для равновеликих промежутков длин волн. Нередко, однако, спектральный состав излучения описывают путем построения зависимости излучаемой энергии от волнового числа $n=\frac{1}{\lambda}$ (или частоты $\nu=\frac{c}{\lambda}$; c — скорость света), определяя спектральную интенсивность радиации для равновеликих промежутков волновых чисел (или частот). Легко понять, что кривые распределения интенсивности радиации в спектре в зависимости от длины волны λ или волнового числа (частоты) n не будут совпадать. Действительно, рассмотрим интервал длин волн $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ и соответствующие ему интервалы волновых чисел $(n, n + dn)$ или частот $(\nu, \nu + d\nu)$. Очевидна справедливость следующих тождеств:

$$dJ_\lambda = J_\lambda\, d\lambda = dJ_n = J_n\, dn = dJ_\nu = J_\nu\, d\nu.$$

Отсюда находим:

$$J_\lambda = J_n \frac{dn}{d\lambda};\quad J_\lambda = J_\nu \frac{d\nu}{d\lambda};\quad J_n = J_\nu \frac{d\nu}{dn}, \tag{1.5}$$

где

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda^2} = -n^2;\quad \frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2} = -\frac{\nu^2}{c};\quad \frac{d\nu}{dn} = c.$$

Из этих соотношений вытекает, например, что

$$J_\nu = \frac{\lambda^2}{c} J_\lambda,$$

и, следовательно, положение максимума функции J_ν должно быть смещено в сторону бóльших длин волн по сравнению с максимумом функции J_λ (то же самое справедливо, очевидно, и в отношении J_n). Укажем, например, что в случае спектра Солнца максимум J_λ приходится на длину волны $\lambda_m = 527\ m\mu$, а максимум J_ν (или J_n) смещается в инфракрасную область спектра и находится при $\lambda_m = 927\ m\mu$. Таким образом, значения λ_m для J_λ и J_ν различаются в данном случае в 1,76 раза.

Тождественное представление распределений спектральной интенсивности радиации в шкале длин волн и частот будет осуществлено, если воспользоваться системами координат

$(J_\lambda \lambda, \ln \lambda)$, $(J_n n, \ln n)$, $(J_\nu \nu, \ln \nu)$. Это сразу становится очевидным, если иметь в виду справедливость следующих тождеств:

$$dJ_\lambda = J_\lambda \lambda \frac{d\lambda}{\lambda} = dJ_n n \frac{dn}{n} = dJ_\nu \nu \frac{d\nu}{\nu},$$

$$d(\ln \lambda) = \frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{dn}{n} = -d \ln n = -\frac{d\nu}{\nu} = -d \ln \nu. \qquad (1.6)$$

В данном случае интенсивность радиации определяется для одинаковых интервалов безразмерных величин $\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{dn}{n} = \frac{d\nu}{\nu}$. Максимум интенсивности в спектре Солнца приходится теперь в любом случае на длину волны $\lambda_m = 668\ m\mu$.

Полная (интегральная) интенсивность излучения получится, очевидно, интегрированием по всем длинам волн или частотам

$$J = \int_0^\infty J_\lambda \, d\lambda = \int_0^\infty J_\nu \, d\nu. \qquad (1.7)$$

Наиболее употребительной единицей измерения интегральной интенсивности излучения является в актинометрии 1 *кал/см²·мин·стер*. Напомним, что 1 *кал/см²·мин* = $= 0{,}6976 \cdot 10^6$ *эрг/см²·сек* $= 0{,}0697$ *вт/см²*. Величину, равную 1 *кал/см²*, в иностранной литературе нередко называют ланглеем и обозначают *ly*.

2. Поток излучения. Второй важнейшей количественной характеристикой поля излучения является поток излучения. Под потоком излучения длины волны λ понимают то количество лучистой энергии длины волны λ, которое проходит через единицу площади (при заданном направлении нормали) в единицу времени. Следует заметить, что в отношении терминологии для величины, которую мы будем называть потоком радиации, существует очень большой разнобой. Эту величину называют также напряжением, напряженностью, энергетической освещенностью, плотностью потока, плотностью излучения, плотностью облучения и т. д. Международной системе единиц соответствует термин «поверхностная плотность потока излучения». Основываясь на упомянутом определении, получим следующее выражение для потока лучистой энергии длины волны λ через площадку, ориентация которой характеризуется направлением нормали n:

$$F_{\lambda,\, n} = \int J_\lambda (t,\ P,\ r) \cos \vartheta \, d\omega, \qquad (1.8)$$

где интеграл распространен на все возможные направления r.

Имея в виду известное соотношение

$$\cos \vartheta = \cos (\widehat{n, r}) = \cos (\widehat{n, x}) \cos (\widehat{r, x}) +$$
$$+ \cos (\widehat{n, y}) \cos (\widehat{r, y}) + \cos (\widehat{n, z}) \cos (\widehat{r, z}),$$

можно преобразовать формулу (1.8) следующим образом:

$$F_{\lambda, n} = F_{\lambda, x} \cos(n, \widehat{x}) + F_{\lambda, y} \cos(n, \widehat{y}) + F_{\lambda, z} \cos(n, \widehat{z}), \qquad (1.9)$$

где интегралы

$$F_{\lambda, x} = \int J_\lambda \cos(r, \widehat{x})\, d\omega, \quad F_{\lambda, y} = \int J_\lambda \cos(r, \widehat{y})\, d\omega,$$

$$F_{\lambda, z} = \int J_\lambda \cos(r, \widehat{z})\, d\omega$$

представляют собой выражения для потоков лучистой энергии в направлениях координатных осей OX, OY и OZ соответственно. Как видно из равенства (1.9), $F_{\lambda, n}$ является проекцией некоторого вектора $\vec{F}_\lambda$ $(F_{\lambda, x}, F_{\lambda, y}, F_{\lambda, z})$ на нормаль к площадке $d\sigma$. Вектор $\vec{F}_\lambda$ также называют потоком лучистой энергии. В отношении описания распределения энергии в спектре потоков радиации справедливо все то, что было сказано выше относительно интенсивности радиации.

Полный (интегральный) поток лучистой энергии определяется аналогично (1.7) следующим интегралом:

$$\vec{F} = \int_0^\infty \vec{F}_\lambda\, d\lambda = \int_0^\infty \vec{F}_\nu\, d\nu. \qquad (1.10)$$

Вводя сферические координаты ϑ и φ и принимая во внимание, что $d\omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$, представим формулу (1.8) применительно к потоку от полусферы в виде

$$F_{\lambda, n} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_\lambda(t, P, \vartheta, \varphi) \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta. \qquad (1.11)$$

Таким образом, поток лучистой энергии длины волны λ в определенный момент времени и в определенной точке может быть найден путем указанного в формуле (1.11) интегрирования по ϑ и φ. При этом должна быть известна интенсивность J_λ как функция координат ϑ и φ. Если J_λ не зависит от направления, то поле излучения называется изотропным. В этом случае интегрирование легко выполняется, и мы получим следующее выражение для потока:

$$F_\lambda = \pi J_\lambda.$$

Аналогичное соотношение будет, очевидно, справедливым и для полного потока

$$F = \pi J. \qquad (1.12)$$

Таким образом, поток радиации через произвольно ориентированную поверхность в случае изотропного поля излучения в π раз больше интенсивности. Это соотношение часто называют законом Ламберта.

Известно, что строго изотропным является лишь излучение абсолютно черного тела. Однако мы увидим в дальнейшем, что и многие реальные излучающие и поглощающие радиацию тела приближенно удовлетворяют условию изотропности.

Основной единицей измерения потока излучения является в актинометрии 1 *кал/см²·мин*.

Данные выше определения интенсивности и потока лучистой энергии относятся к случаю диффузной радиации, распространяющейся во всех возможных направлениях. Иначе обстоит дело с прямой солнечной радиацией. В этом случае следует иметь в виду, что интенсивность радиации отлична от нуля лишь в пределах малого телесного угла $\Delta\omega$, соответствующего угловому диаметру солнца. Во всех же остальных направлениях, лежащих за пределами $\Delta\omega$, интенсивность прямой солнечной радиации равна нулю. Имея в виду отмеченные обстоятельства, мы будем аналогично данному выше определению называть потоком прямой солнечной радиации количество лучистой энергии Солнца, проходящее через единицу площади за единицу времени.

Перейдем теперь к определению некоторых величин, описывающих взаимодействие между лучистой энергией и материальной средой, внутри которой происходит распространение лучистой энергии.

3. Коэффициент излучения. Предположим, что элемент массы dm излучает во всех направлениях одинаковое количество лучистой энергии. Тогда количество лучистой энергии dF_λ, излучаемой этим элементом массы в единицу времени в пределах телесного угла $d\omega$ и в интервале длин волн $d\lambda$, будет равно

$$dF_\lambda = \eta_\lambda (t,\ P)\, d\omega\, dm\, d\lambda. \qquad (1.13)$$

Входящая в это выражение величина η_λ называется массовым коэффициентом излучения. Как видно из определения, массовый коэффициент излучения численно равен количеству лучистой энергии, излучаемой элементом единичной массы в единицу времени, в пределах единичного телесного угла и в единичном интервале длин волн.

Интегрируя (1.13) по всем возможным направлениям в предположении независимости η_λ от направления, получим такое выражение для полного количества лучистой энергии длины волны λ, излучаемой элементом dm:

$$4\pi\eta_\lambda (t,\ P)\, dm\, d\lambda. \qquad (1.14)$$

Для полного (интегрального) излучения всех длин волн получим следующий интегральный массовый коэффициент излучения:

$$\eta = \int_0^\infty \eta_\lambda \, d\lambda.$$

Для характеристики излучения поверхностей нередко вводят понятие об *излучательной способности.*

Определение этой количественной характеристики поля излучения поверхностей тождественно, однако, данному выше определению интенсивности излучения, поэтому нет нужды приводить его здесь.

В некоторых случаях целесообразным является введение понятия об *относительной излучательной способности* δ_λ. Под последней понимают безразмерную величину, представляющую собой отношение интенсивности излучения данного тела к интенсивности излучения абсолютно черного тела, находящегося при той же температуре, что и рассматриваемое тело. Понятие об относительной излучательной способности вводится как для монохроматического, так и для немонохроматического излучения.

4. Коэффициент поглощения. Рассмотрим теперь ослабление интенсивности излучения вследствие поглощения. Предположим, что ослабление интенсивности излучения $J_\lambda(t, P, r)$ вследствие поглощения на пути ds между точками P и P' пропорционально расстоянию ds и плотности среды ρ в точке P. Тогда величина ослабления излучения на пути ds выразится как

$$dJ_\lambda(t, P, r) = -k_\lambda(t, P) J_\lambda(t, P, r) \rho \, ds. \qquad (1.15)$$

Коэффициент пропорциональности k_λ называется массовым коэффициентом поглощения. Как видно из формулы (1.15), массовый коэффициент поглощения имеет размерность L^2M^{-1}.

В актинометрии коэффициенты поглощения выражают обычно в *см²/г*. Во многих случаях вместо массового пользуются объемным коэффициентом поглощения α_λ, который определяется следующим образом:

$$\alpha_\lambda = k_\lambda \rho. \qquad (1.16)$$

Очевидно, что объемный коэффициент поглощения имеет размерность L^{-1}.

Для характеристики поглощения лучистой энергии поверхностями вводят понятие о *поглощательной способности.* В отличие от коэффициента поглощения, поглощательная способность представляет собой безразмерную величину и определяется соотношением

$$dF_\lambda' = a_\lambda(t, P, r) J_\lambda(t, P, r) \cos\vartheta \, d\sigma \, d\omega \, d\lambda \, dt. \qquad (1.17)$$

Здесь dF_λ' — количество лучистой энергии, поглощенной поверхностью из упавшей на нее лучистой энергии $dF_\lambda = J_\lambda(t, P, r)\cos\vartheta d\sigma d\omega d\lambda dt$. Таким образом, поглощательная способность представляет собой величину, численно равную отношению поглощенной радиации к падающей на данную поверхность. В общем случае поглощательная способность поверхности зависит от длины волны, положения рассматриваемого участка на поверхности, направления поглощаемых поверхностью лучей и времени. Далее мы рассмотрим влияние наиболее существенных из этих факторов.

5. Коэффициент рассеяния. Ослабление интенсивности излучения вследствие рассеяния может быть по аналогии с (1.15) выражено формулой

$$dJ_\lambda(t, P, r) = -\sigma_\lambda(t, P)J_\lambda(t, P, r)\rho ds. \qquad (1.18)$$

Коэффициент пропорциональности σ_λ в этой формуле называется массовым коэффициентом рассеяния. Удобно ввести также объемный коэффициент рассеяния $\sigma_\lambda\rho$. Размерность и единицы измерения этих величин те же, что и соответствующих коэффициентов поглощения.

Величина σ_λ характеризует ослабление радиации, обусловленное рассеянием по всем возможным направлениям.

Для характеристики углового распределения интенсивности рассеянного света вводят понятие *индикатрисы рассеяния*. Последнюю определяют как функцию $\frac{\gamma_\lambda(P, r', r)}{4\pi}$ (r — направление падающего луча; r' — направление рассеяния), характеризующую долю радиации, рассеянной в направлении r', по отношению ко всей рассеянной радиации. Очевидно, $\frac{1}{4\pi}\int\gamma_\lambda\, d\omega = 1$, если интегрирование распространяется на все возможные направления.

Нередко вводят также понятие об абсолютной индикатрисе рассеяния, характеризующей угловое распределение абсолютных величин интенсивности рассеянной в данной точке радиации.

6. Отражательная способность. Свойство тела отражать падающую на него радиацию характеризуют величиной отражательной способности R_λ. Под последней понимают безразмерную величину, выражающую отношение интенсивности отраженного от данной поверхности излучения длины волны λ к интенсивности упавшего на эту поверхность излучения той же длины волны. Наряду с понятием об отражательной способности для монохроматического света используют также аналогичную величину, характеризующую отражательные свойства тела в участке спектра той или иной ширины. Необходимо отметить, что сформулированное здесь определение понятия об отражательной способности имеет смысл применять только в случае зеркального отражения.

При наличии же диффузного отражения вводят понятие об альбедо поверхности A_λ, как о величине, равной отношению потока отраженной радиации к потоку падающей радиации.

7. Функции поглощения и пропускания. Рассмотренные выше количественные характеристики взаимодействия поля излучения с веществом можно назвать локальными, так как они относятся к определенным точкам (точнее, элементам массы, поверхности) в пространстве. Наряду с этими количественными характеристиками необходимо ввести также и такие, которые определяли бы интегральные свойства поглощающих и излучающих тел. К числу таких интегральных количественных характеристик взаимодействия поля излучения с веществом относятся так называемые функции поглощения и пропускания. Функция поглощения представляет собой относительную величину поглощения радиации некоторым слоем, содержащим массу поглощающего излучение вещества, равную w, и определяется следующим образом:

$$A_J(w) = \frac{J(0) - J(w)}{J(0)}, \tag{1.19}$$

где $J(0)$, $J(w)$ — соответственно интенсивности падающего на данный слой и прошедшего через него излучений.

Аналогичным образом вводится функция поглощения для потоков радиации

$$A_F(w) = \frac{F(0) - F(w)}{F(0)}. \tag{1.20}$$

Наряду с функцией поглощения можно ввести также функцию пропускания, определяемую соотношением

$$P(w) = 1 - A(w). \tag{1.21}$$

Как и в случае функции поглощения, следует различать функцию пропускания для направленной P_J и диффузной P_F радиации. Эти функции могут быть определены также для монохроматической или немонохроматической (в том числе интегральной) радиации. Если по данным лабораторных измерений определена монохроматическая функция пропускания (или поглощения) для направленной радиации, можно найти затем интегральную функцию пропускания (поглощения) для диффузной радиации.

Поскольку вопрос о связи функций пропускания (будем далее для определенности говорить о функции пропускания) для направленной и диффузной, монохроматической и немонохроматической радиации представляет большой интерес, рассмотрим его более обстоятельно.

Задача о связи функций пропускания для диффузной и направленной радиации наиболее просто решается в случае монохроматического излучения. В этом случае закон ослабления

интенсивности радиации вследствие поглощения определяется следующей формулой, выражающей так называемый закон Бугера:

$$J_\lambda = J_{0,\lambda}\, e^{-k_\lambda w \sec\vartheta} \tag{1.22}$$

где ϑ — зенитный угол, определяющий направление распространения радиации. Таким образом, имеем для функции пропускания монохроматической направленной радиации

$$P_{J_\lambda} = e^{-k_\lambda w \sec\vartheta} \tag{1.23}$$

Заметим, что эта формула основана на предположении, что можно пренебречь зависимостью коэффициента поглощения k_λ от давления и температуры (в конечном счете, от вертикальной координаты z). В противном случае показатель степени в формуле (1.23) должен быть заменен выражением $\sec\vartheta \int_0^z k_\lambda \rho_w dz$, где z — толщина слоя, поглощающего радиацию; ρ — плотность поглощающего излучение вещества.

Принимая во внимание (1.22) и (1.11), получим для потока монохроматической радиации

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_{0,\lambda} e^{-k_\lambda w \sec\vartheta} \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta.$$

Вводя новую переменную $t = \sec\vartheta$ и предполагая интенсивность падающей радиации не зависящей от направления, представим это выражение в виде

$$F_\lambda = F_{0,\lambda} \cdot 2\int_1^\infty e^{-k_\lambda w t}\, t^{-3} dt = F_{0,\lambda} \cdot 2E_3(k_\lambda w), \tag{1.24}$$

где $F_{0,\lambda} = \pi J_{0,\lambda}$ — падающий на поглощающий слой поток монохроматической радиации; $E_3(x) = \int_1^\infty e^{-xt} t^{-3} dt$ — некоторая трансцендентная функция.

На основании (1.24) находим для функции пропускания монохроматической диффузной радиации

$$P_{F_\lambda} = 2E_3(k_\lambda w). \tag{1.25}$$

Представим входящую в эту формулу функцию $E_3(x)$ следующим образом:

$$E_3(x) \approx \frac{1}{2} e^{-\beta x}, \tag{1.26}$$

где β — некоторый коэффициент.

На рис. 2 изображена по данным Л. Д. Каплана кривая *1*, характеризующая зависимость величин коэффициента β, при которых имеет место тождество (1.26), от значений пропускания $2E_3(x)$. Как видно, при изменении последних от 0 до 1 величины коэффициента β колеблются в пределах от 1,2 до 2,0. При $P_{F_\lambda} = 2E_3(x) = 1/2$ величина β = 1,66. Существенно при этом отметить, что изображенная на рис. 2 кривая практически линейна в области значений функции пропускания от 0,2 до 0,8. В указанной области значений P_{F_λ} коэффициент β изменяется не более чем на 10%. Поэтому можно считать, что тождество (1.26) выполняется с вполне достаточной степенью точности при β = 1,66. Кривые *2* и *3* на рис. 2 характеризуют изменение β в зависимости от значений функций $\beta x E_3(x)$ и $\beta^2 x^2 E_3(x)$. Последние результаты представляют интерес для теории лучистого теплообмена в атмосфере.

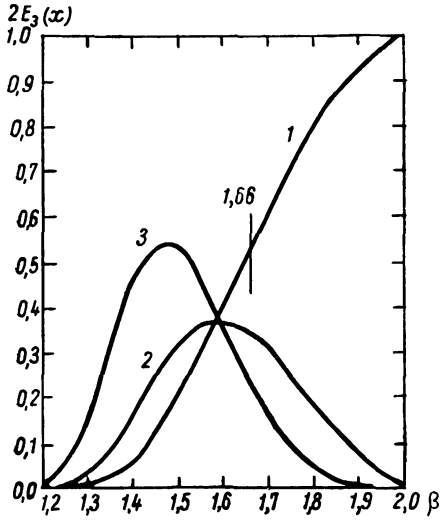


Рис. 2. Величина β при различных значениях функции $2E_3(x)$.

Таким образом, можно написать вместо (1.26)

$$P_{F_\lambda} \simeq e^{-1{,}66 k_\lambda w}. \qquad (1.27)$$

Сравнивая (1.27) и (1.23), мы видим, что пропускание диффузной радиации эквивалентно пропусканию направленной радиации при том же w, но при $\sec\vartheta = 1{,}66$, что соответствует $\vartheta \simeq 53°$. Как будет показано далее, это обстоятельство имеет существенное значение для разработки приближенных методов расчета потоков теплового излучения в атмосфере.

Формула (1.25) справедлива только в том случае, если падающий на поглощающий слой поток радиации является изотропным. Однако в действительности наблюдаемые в атмосфере потоки радиации не являются изотропными. Учет этого обстоятельства значительно осложняет проблему вычисления функции пропускания для диффузной радиации, и до сих пор такая задача в общем виде не решена.

Обратимся далее к выводу функции пропускания для немонохроматической (интегральной) радиации, воспользовавшись при этом методом учета избирательности поглощения радиации,

предложенным В. А. Амбарцумяном и развитым в применении к земной атмосфере А. И. Лебединским.

Введем следующее обозначение:

$$J_k = \int\limits_{(\lambda)} J_\lambda \, d\lambda,$$

где интегрирование распространяется на все длины волн, для которых $k < k_\lambda < k + dk$.

Обозначим далее

$$J_0 f(k) = \int\limits_{(\lambda)} J_{0,\lambda} \, d\lambda,$$

где J_0 — интегральная интенсивность падающей радиации. Очевидно, что $\int\limits_0^\infty f(k)\, dk = 1$.

Следует заметить, что в случае поглощения тепловой радиации величина $f(k)$ является функцией не только k, но и температуры T, так как при изменении температуры происходит смещение распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела или теплового излучения атмосферы. Однако в первом приближении влиянием «эффекта смещения» можно пренебречь.

Интегрируя обе части (1.21) по упомянутой выше совокупности длин волн, напишем теперь вместо (1.22) такое соотношение:

$$J_k = J_0 f(k)\, e^{-kw \sec \vartheta}.$$

Интегрируя это соотношение по всем k от 0 до ∞ (что соответствует, очевидно, интегрированию по всем длинам волн от 0 до ∞), получим

$$J = \int\limits_0^\infty J_k \, dk = J_0 \int\limits_0^\infty f(k)\, e^{-kw \sec \vartheta}\, dk.$$

Отсюда находим для функции пропускания интегральной направленной радиации

$$P_J(w \sec \vartheta) = \frac{J}{J_0} = \int\limits_0^\infty f(k)\, e^{-kw \sec \vartheta}\, dk \qquad (1.28)$$

или с учетом (1.22)

$$P_J = \int\limits_0^\infty f(k)\, P_{J_k}\, dk. \qquad (1.29)$$

Как видно, функция пропускания интегральной радиации однозначно определяется через функцию пропускания монохроматической радиации, если известна функция $f(k)$. Физический

смысл последней состоит в том, что она характеризует спектральный состав падающей радиации. Величина $f(k)$ определяет долю падающей интенсивности радиации, приходящуюся на совокупность участков спектра, которым соответствуют бесконечно мало отличающиеся значения коэффициента поглощения.

Для потока радиации получим следующую формулу:

$$F = J_0 \int_0^{\infty} dk \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(k)\, e^{-kw \sec \vartheta} \cos \vartheta \sin \vartheta\, d\vartheta.$$

Учитывая (1.23), найдем, что функция пропускания в этом случае имеет вид

$$P_F(w) = \frac{F}{F_0} = \int_0^{\infty} f(k)\, E_3(kw)\, dk. \tag{1.30}$$

Нетрудно видеть, что интегральные функции пропускания для диффузной и направленной радиации связаны таким соотношением:

$$P_F(w) = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} P_J(w \sec \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta\, d\vartheta. \tag{1.31}$$

Это соотношение позволяет рассчитать функцию пропускания для диффузной радиации по функции пропускания для направленной радиации. Если использовать приближенную формулу (1.27), то вместо (1.31) получим

$$P_F(w) = P_J(\beta w). \tag{1.31а}$$

Согласно (1.27), коэффициент $\beta = 1{,}66$. В ряде случаев это приближенное соотношение оказывается вполне удовлетворительным. Так, например, экспериментально определенный коэффициент β для случая интегральной функции пропускания теплового излучения, найденный автором и М. П. Еловских, равен 1,68; практически это совпадает с тем, что дают теоретические оценки.

Строго говоря, формулы (1.31) и (1.31а) справедливы лишь в том случае, если величины пропускания радиации являются однозначными функциями содержания поглощающего излучение вещества. Между тем пропускание (соответственно поглощение) радиации зависит также от ряда других факторов. Только в лабораторных условиях, когда влияние прочих факторов устранено, $P_F = P_F(w)$.

В связи с этим возникает очень важная и сложная задача определения функции пропускания неоднородной среды по данным лабораторных измерений функции пропускания однородной среды с фиксированными значениями давления и температуры,

для которой $P_F = P_F(w)$. Такая задача решена пока только для некоторых частных и сравнительно простых случаев. Так, например, Г. Н. Плесс решил задачу определения функции пропускания в условиях реальной атмосферы по данным лабораторных измерений для двух предельных случаев очень слабого и очень сильного поглощения.

§ 4. Основные законы теплового излучения

Рассмотрим основные законы теплового излучения и более обстоятельно охарактеризуем особенности применения их к атмосферным условиям.

1. Закон Кирхгофа. Рассмотрим однородную среду, находящуюся в состоянии термодинамического равновесия (см. определение понятия о термодинамическом равновесии в книге М. А. Леонтовича «Введение в термодинамику», Гостехиздат, 1950). В такой среде интенсивность теплового излучения не будет зависеть от направления. С другой стороны, изменение интенсивности излучения вдоль пути луча может быть определено уравнением

$$\frac{1}{\rho}\frac{dE_\lambda}{ds} = \eta_\lambda - k_\lambda E_\lambda, \tag{1.32}$$

где E_λ — интенсивность монохроматического теплового излучения, ds — элемент длины в направлении луча, ρ — плотность вещества.

Так как

$$\frac{dE_\lambda}{ds} = 0, \tag{1.33}$$

то

$$\frac{\eta_\lambda}{k_\lambda} = E_\lambda(T). \tag{1.34}$$

Эта формула выражает известный закон Кирхгофа: при наличии термодинамического равновесия отношение массовых коэффициентов излучения и поглощения не зависит от природы поглощающего и излучающего вещества, а является универсальной функцией длины волны и температуры.

Соотношение (1.34) написано применительно к элементу массы (так как η_λ и k_λ — массовые коэффициенты излучения и поглощения). Рассмотрим вместо элемента массы элемент поверхности на стенке абсолютно черной полости, находящейся в условиях термодинамического равновесия. Определим излучательную и поглощательную способность стенки J_λ и A_λ аналогично тому, как определяются массовые коэффициенты излучения и поглощения. Тогда получим вместо (1.34)

$$\frac{J_\lambda}{A_\lambda} = E_\lambda(T). \tag{1.35}$$

Таким образом, отношение излучательной способности тела к поглощательной в состоянии термодинамического равновесия равно интенсивности абсолютно черного излучения, т. е. некоторой универсальной функции λ и T. Вывод о том, что $E_\lambda(T)$ представляет собой интенсивность излучения абсолютно черного тела, становится очевидным, если учесть, что при $A_\lambda = 1$ величина $J_\lambda = E_\lambda$.

В атмосфере состояние термодинамического равновесия не имеет места, поэтому, строго говоря, формулы (1.34) и (1.35) к ней неприменимы.

Э. Р. Мустель отметил, что существуют три основных фактора, нарушающие строгое термодинамическое равновесие. Это прежде всего наличие в атмосфере температурного градиента и, следовательно, отсутствие изотермичности поглощающей среды. Из-за наличия температурного градиента интенсивность излучения оказывается зависящей от направления. По этой причине будет зависеть от направления и температура излучения T_E, тогда как в условиях термодинамического равновесия поле излучения изотропно и температура излучения постоянна во всех направлениях. Наиболее сильная неизотропность радиации будет, очевидно, иметь место во внешних (высоких) слоях атмосферы, где проявляется эффект «разрежения» излучения: интенсивность нисходящего излучения значительно меньше интенсивности восходящего излучения.

Вторым фактором, способствующим нарушению термодинамического равновесия, является непланковский характер распределения энергии в спектре излучения. Это выражается в том, что температура излучения T_E в данной точке и для данного направления зависит от частоты. В случае же планковского распределения энергии (см. п. 2) температура излучения не должна, очевидно, зависеть от частоты.

Наконец, третьим фактором, нарушающим термодинамическое равновесие, является отличие кинетической температуры $T_к$, входящей в формулу для максвелловского закона распределения скоростей молекул, от температуры излучения. Неравенство $T_к \neq T_E$ при отсутствии термодинамического равновесия вытекает из того, что T_E зависит от направления и частоты, тогда как $T_к$ не должна обладать такой зависимостью.

Таким образом, в условиях атмосферы строгое термодинамическое равновесие не может осуществляться, а следовательно, не выполняется и закон Кирхгофа. При этом чрезвычайно осложняется решение задачи о переносе теплового излучения в атмосфере. Однако выход из положения может быть найден, если использовать введенное астрофизиками понятие «локального термодинамического равновесия». Под локальным термодинамическим равновесием понимается такое состояние среды, при котором излучение и поглощение каждой малой частью среды, имею-

щей температуру T, таково, как если бы она образовывала находящуюся в равновесии абсолютно черную полость при температуре T. При этом, очевидно, нет необходимости в том, чтобы среда была изотермической, как при выполнении условий термодинамического равновесия. Температура может изменяться от точки к точке, но каждый элемент среды ведет себя так, как если бы он находился в состоянии термодинамического равновесия при температуре данной точки.

Как показал Е. Милн, выполнимость условий локального термодинамического равновесия определяется той ролью, которую играют столкновения как причина поглощения и излучения радиации атомами и молекулами. Локальное термодинамическое равновесие имеет место в том случае, если преобладающую роль в возбуждении и девозбуждении атомов и молекул играет эффект столкновений, т. е. если можно пренебречь «рассеиванием» лучистой энергии. Далее будет показано, что такие условия осуществляются в атмосфере на высотах, не превышающих 50 *км*. Поэтому понятие о локальном термодинамическом равновесии не может быть применено к слоям атмосферы, расположенным на высотах больше 50 *км*.

На больших высотах происходит переход от состояния локального термодинамического равновесия к состоянию монохроматического лучистого равновесия. Под последним понимается такое состояние среды, при котором для каждой определенной частоты ν излучается столько же радиации (и той же частоты), сколько и поглощается.

Решение задачи об условиях наличия локального термодинамического равновесия и отклонениях от состояния равновесия является очень сложным и получено пока только для ряда частных случаев. Рассмотрим для выяснения физической сути дела исследованный Милном наиболее простой случай дискретного спектра при наличии двух энергетических уровней.

Учитывая (1.33) и (1.34), получим при наличии локального термодинамического равновесия, вводя в качестве индекса частоту ν вместо длины волны λ,

$$\frac{1}{\rho}\frac{dJ_\nu}{ds} = -k_\nu (J_\nu - E_\nu), \tag{1.36}$$

где E_ν — интенсивность теплового излучения атмосферы.

В случае монохроматического лучистого равновесия поглощенная (излученная) радиация равна $k_\nu \int J_\nu d\omega$, где интегрирование производится по всей сфере, окружающей данную точку. Поэтому имеем

$$\frac{1}{\rho}\frac{dJ_\nu}{ds} = -k_\nu J_\nu + \frac{k_\nu}{4\pi}\int J_\nu d\omega. \tag{1.37}$$

Локальное термодинамическое равновесие и монохроматическое лучистое равновесие являются двумя предельными случаями равновесия более общего типа. Рассмотрим теперь, каким образом может быть охарактеризован более общий тип равновесия, если предположить, что атомы (или молекулы) могут находиться в одном из следующих состояний: нормальном (состояние 1, соответствующее меньшей энергии) или возбужденном (состояние 2, соответствующее большей энергии). Пусть n_1 и n_2 — числа атомов в 1 $см^3$ соответственно в состояниях 1 и 2 в некоторой точке P. Обозначим далее через A_{21} вероятность спонтанного перехода атома из возбужденного состояния в нормальное, через B_{12} и B_{21} вероятности вынужденных переходов (под действием поля излучения, в котором находится атом), сопровождающихся либо поглощением (B_{12}), либо излучением (B_{21}). Заметим, что в рассматриваемом случае вероятности переходов определяются по отношению к интенсивности, а не к плотности излучения (так, например, величина $B_{12}J_\nu dt$ представляет собой вероятность того, что атом будет в течение промежутка времени dt поглощать радиацию, находясь в поле изотропного излучения интенсивности J_ν). Напомним также, что в случае изотропной радиации спектральная плотность излучения $\rho_\nu = \frac{4\pi}{c} J_\nu$, где c — скорость света.

Если g_1 и g_2 — статистические веса состояний 1 и 2, то должны выполняться следующие соотношения (см. С. Э. Фриш и А. В. Тиморева «Курс физики», т. III).

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{g_1}{g_2}, \tag{1.38}$$

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = \frac{g_1}{g_2}, \tag{1.39}$$

где h — постоянная Планка. Обозначим теперь через α_ν коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, находящийся в нормальном состоянии. Тогда можно показать, что выполняется такое приближенное соотношение:

$$\int \alpha_\nu \, d\nu = \frac{B_{12}h\nu}{4\pi},$$

где интегрирование распространяется на ту область частот ν, в пределах которой атом может поглощать радиацию.

Вводя для упрощения средний коэффициент поглощения $\bar{\alpha}_\nu$, представим последнюю формулу в виде

$$\bar{\alpha}_\nu \, \Delta\nu = \frac{B_{12}h\nu}{4\pi}. \tag{1.40}$$

Введем далее величины b_{12} и a_{21}, характеризующие вероятность переходов атома из нормального состояния в возбужденное

и обратно под влиянием столкновений с другими атомами. Вероятности переходов A_{21}, B_{12} и B_{21} являются атомными константами, не зависящими от температуры, тогда как величины b_{12} и a_{21} должны являться, очевидно, функциями температуры. Кроме того, эти величины зависят от общего числа и рода сталкивающихся частиц и при неизменном химическом составе атмосферы пропорциональны плотности.

Следует заметить, что при отсутствии термодинамического равновесия обычное определение температуры теряет смысл. В рассматриваемом случае равновесия общего типа можно ввести понятие о температуре следующим образом.

Предположим, что распределение скоростей сталкивающихся частиц описывается законом Максвелла, и будем определять температуру таким образом, чтобы максвеллово распределение скоростей было тождественно наблюдаемому.

При наличии термодинамического равновесия получим в силу принципа детального равновесия (условия равенства числа переходов из нормального состояния в возбужденное и в обратном направлении)

$$n_1 b_{12} = n_2 a_{21}. \tag{1.41}$$

Это означает, что переходы из нормального состояния в возбужденное и обратно под влиянием столкновений уравновешиваются. Вместе с тем при наличии термодинамического равновесия при температуре T имеем по закону Больцмана

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \tag{1.42}$$

где k — постоянная Больцмана.

Таким образом, с учетом (1.41) и (1.42) получаем

$$\frac{b_{12}}{a_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \tag{1.43}$$

Эта формула получена для случая термодинамического равновесия. Однако она должна иметь место и в других условиях, если распределение скоростей является максвелловым. Будем поэтому считать, что формула (1.43) выполняется в рассматриваемом нами случае равновесия общего типа. При этом очевидно, что отношение $\frac{b_{12}}{a_{21}}$ не должно зависеть от плотности.

Что же касается раздельной зависимости b_{12} и a_{21} от температуры, то из общих соображений нетрудно понять, что основная часть температурной зависимости приходится на долю коэффициента b_{12} и, следовательно, $b_{12} \sim e^{-\frac{h\nu}{kT}}$.

На основе сформулированных выше предпосылок рассмотрим перенос лучистой энергии в поглощающей и излучающей средах.

Число квантов излучения в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$, проходящих за единицу времени через единицу площади в нормальном к этой площади направлении, в пределах телесного угла $d\omega$ будет равно $\frac{J_\nu \Delta\nu d\omega}{h\nu}$.

Число квантов, проходящих через аналогичную площадку, расположенную на расстоянии ds от первой вдоль пути луча, составит $\frac{(J_\nu + dJ_\nu)\Delta\nu d\omega}{h\nu}$. Таким образом, изменение числа квантов на расстоянии ds равно $\frac{dJ_\nu \Delta\nu d\omega}{h\nu}$.

С другой стороны, изменение числа квантов на пути ds обусловлено:

1) увеличением числа квантов за счет излучения на величину

$$n_2 ds (A_{21} + B_{21} J_\nu) \frac{d\omega}{4\pi},$$

2) уменьшением числа квантов за счет поглощения на величину

$$n_1 ds B_{12} J_\nu \frac{d\omega}{4\pi}.$$

Поэтому можем написать, сокращая на $d\omega$,

$$\frac{dJ_\nu \Delta\nu}{ds h\nu} = \frac{1}{4\pi} [n_2 (A_{21} + B_{21} J_\nu) - n_1 B_{12} J_\nu].$$

Используя формулы (1.38)—(1.40), преобразуем это уравнение следующим образом:

$$\frac{1}{\alpha_\nu} \frac{dJ_\nu}{ds} = -n_1 J_\nu + \frac{g_1}{g_2} n_2 \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu\right). \qquad (1.44)$$

Выполним теперь некоторые преобразования уравнения (1.44). Напишем для этого условие стационарности состояния среды, т. е. условие одинаковости числа переходов из нормального состояния в возбужденное и обратно. Нетрудно понять, что это условие имеет вид

$$n_1 \left[B_{12} \int J_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + b_{12}\right] = n_2 \left[A_{21} + B_{21} \int J_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + a_{21}\right]. \qquad (1.45)$$

Вводя обозначение $\varepsilon = \frac{b_{12}}{B_{12}}$ и используя (1.38), (1.39) и (1.43), перепишем последнее уравнение так:

$$\left(n_1 - n_2 \frac{g_1}{g_2}\right) \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} - n_2 \frac{g_1}{g_2} \frac{2h\nu^3}{c^2} + \varepsilon \left[n_1 - n_2 \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}}\right] = 0. \qquad (1.46)$$

Отсюда получим далее

$$\frac{n_2\frac{g_1}{g_2}}{n_1-n_2\frac{g_1}{g_2}}=\frac{\int J_\nu\frac{d\omega}{4\pi}+\varepsilon}{\frac{2h\nu^3}{c^2}+\varepsilon\left(e^{\frac{h\nu}{kT}}-1\right)}. \tag{1.47}$$

Преобразуя с помощью этого соотношения уравнение (1.44), найдем

$$\frac{1}{\bar{\alpha}_\nu}\frac{dJ_\nu}{ds}=\left(n_1-n_2\frac{g_1}{g_2}\right)\left[-J_\nu+\frac{\int J_\nu\frac{d\omega}{4\pi}+\varepsilon}{J_\nu+\left(e^{\frac{h\nu}{kT}}-1\right)\frac{\varepsilon c^2}{2h\nu^3}}\right]. \tag{1.48}$$

Из сравнения (1.44) и (1.36) вытекает следующее соотношение, связывающее массовый коэффициент поглощения k_ν и коэффициент поглощения α_ν, рассчитанный на один атом:

$$\rho k_\nu=\bar{\alpha}_\nu\left(n_1-n_2\frac{g_1}{g_2}\right). \tag{1.49}$$

Учитывая (1.49) и вводя обозначение

$$\eta=\frac{\varepsilon}{E_\nu}, \tag{1.50}$$

преобразуем (1.48) окончательно следующим образом:

$$\frac{1}{k_\nu\rho}\frac{dJ_\nu}{ds}=-J_\nu+\frac{\int J_\nu\frac{d\omega}{4\pi}+\eta E_\nu}{1+\eta}. \tag{1.51}$$

Это уравнение представляет собой уравнение переноса лучистой энергии для того общего случая равновесия поглощающей и излучающей среды, который был рассмотрен выше.

Нетрудно видеть, что условия локального термодинамического и монохроматического лучистого равновесия представляют собой предельные случаи, вытекающие из (1.51). При $\eta\to 0$ уравнение (1.51) становится тождественным (1.37), что соответствует условиям монохроматического равновесия. Если же $\eta\to\infty$, то (1.51) совпадает с (1.36), т. е. имеют место условия локального термодинамического равновесия. Так как $\eta\sim\varepsilon$, а $\varepsilon\sim\rho e^{-\frac{h\nu}{kT}}$, то это означает, что при большой плотности (нижние слои атмосферы) выполняются условия термодинамического равновесия, а при малой плотности (высокие слои атмосферы) — условия монохроматического лучистого равновесия. Из рассмотренного выше очевидно, что такая зависимость характера равновесия от плотности среды определяется той ролью, которую играют столкновения как причина поглощения и излучения радиации атомами и молекулами.

Рассмотрим теперь, основываясь на этом выводе, каким образом может быть получена количественная оценка высоты верхней границы зоны локального термодинамического равновесия. В табл. 4 приведены некоторые данные, характеризующие строение атмосферы, а также путь свободного пробега и частоту столкновений между молекулами на различных высотах в атмосфере, по Р. М. Гуди. Последние две величины получены в предположении, что воздух представляет собой смесь двух газов — азота и кислорода.

Таблица 4

Строение атмосферы, путь свободного пробега и частота столкновений между молекулами

Высота, *км*	Температура, °К	Давление, *мб*	Число молекул в 1 $см^3$	Путь свободного пробега, *см*	Частота столкновений, $сек^{-1}$
0	288	1013	$2{,}5\cdot10^{19}$	$6{,}3\cdot10^{-6}$	$7{,}3\cdot10^{9}$
11	218	230	$7{,}8\cdot10^{18}$	$2{,}1\cdot10^{-5}$	$1{,}9\cdot10^{9}$
32	218	8,6	$2{,}9\cdot10^{17}$	$5{,}6\cdot10^{-4}$	$7{,}1\cdot10^{7}$
62	330	0,2	$4{,}5\cdot10^{15}$	$3{,}6\cdot10^{-2}$	$1{,}4\cdot10^{6}$
84	200	$1{,}2\cdot10^{-2}$	$4{,}4\cdot10^{14}$	$3{,}7\cdot10^{-1}$	$1{,}0\cdot10^{5}$
100	300	$1{,}5\cdot10^{-3}$	$3{,}6\cdot10^{13}$	4,5	$1{,}0\cdot10^{4}$

С другой стороны, лабораторные измерения величин продолжительности жизни в возбужденном состоянии при колебательных переходах для некоторых основных полос поглощения атмосферы представлены в табл. 5. Как видно из этой таблицы, скорость девозбуждения в результате спонтанных переходов составляет около 10 молекул в секунду.

Таблица 5

Продолжительность жизни в возбужденном состоянии при колебательных переходах для некоторых полос поглощения

Газ	Центр полосы, μ	Продолжительность жизни в возбужденном состоянии, *сек*
H_2O	6,3	$6\cdot10^{-2}$
N_2O	7,8	$9\cdot10^{-2}$
CO_2	15	$4\cdot10^{-1}$

Известно также, что эффективность девозбуждения вследствие столкновений при колебательных переходах составляет, на-

пример, для молекулы кислорода около $5 \cdot 10^{-6}$. Если принять во внимание эту цифру и данные табл. 4, то найдем, что на высоте 32 *км* потеря молекул, находящихся в возбужденном состоянии, обусловленная столкновениями, составляет 355 молекул в секунду, на высоте 62 *км* — 7 молекул в секунду. Это означает, если учесть данные табл. 5, что на высоте 62 *км* столкновения уже перестают играть преобладающую роль в девозбуждении молекул и, следовательно, локальное термодинамическое равновесие не имеет места. Можно поэтому считать, что условия локального термодинамического равновесия выполняются до высот порядка 50 *км*. Эта оценка получена по данным, относящимся к колебательным переходам. В случае вращательных переходов она может только повышаться, так как в данном случае имеет место бóльшая продолжительность жизни в возбужденном состоянии и бóльшая эффективность девозбуждения молекул вследствие столкновений.

Вопрос об условиях выполнимости локального термодинамического равновесия в атмосфере получил дальнейшее развитие в работах Р. Вулли, Э. Р. Мустеля, А. Куртиса и Р. М. Гуди, О. П. Филипович. Однако мы ограничимся выполненным выше схематическим рассмотрением этого вопроса, не вдаваясь в детали более сложных теорий.

2. Закон Планка. Формула (1.34), выражающая закон Кирхгофа, содержит функцию E_λ, которая характеризует распределение интенсивности излучения в спектре излучения абсолютно черного тела. Определение вида функции $E_\lambda\ (T)$ представляет собой фундаментальную задачу теории излучения. Одна из первых успешных попыток решения этой задачи была предпринята русским физиком В. А. Михельсоном. Однако лишь М. Планку удалось найти полностью правильное решение, сформулировав гипотезу о квантовом характере процесса излучения. Как известно, исследования М. Планка по вопросу о распределении энергии в спектре излучения абсолютно черного тела положили начало созданию квантовой механики.

Вид функции $E_\lambda\ (T)$, получившей название функции Планка, нетрудно получить, используя результаты предыдущего пункта. Действительно, сравнивая уравнения (1.44) и (1.36), мы видим, что эти уравнения тождественны в том случае, если выполняется (1.49), а также следующее соотношение:

$$\rho k_\nu E_\nu = \bar{\alpha}_\nu \frac{g_1}{g_2} n_2 \frac{2h\nu^3}{c^2}. \tag{1.52}$$

Деля (1.52) на (1.49), получим

$$E_\nu = \frac{n_2 \frac{g_1}{g_2}}{n_1 - n_2 \frac{g_1}{g_2}} \frac{2h\nu^3}{c^2}.$$

Но при наличии локального термодинамического равновесия имеет место соотношение (1.42). С учетом этого соотношения можно представить последнее выражение в виде

$$E_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{1.53}$$

Или, переходя от шкалы частот к шкале длин волн с учетом соотношений $E_\lambda d\lambda = E_\nu d\nu$; $\nu = \frac{c}{\lambda}$; $|d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} d\nu$, будем иметь

$$E_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \tag{1.54}$$

Последние две формулы и определяют в явном виде функцию Планка. Значения постоянных, входящих в эти формулы, таковы (согласно сводке значений мировых постоянных на 1955 г.): постоянная Планка $h = (6{,}62517 \pm 0{,}00023) \cdot 10^{-27}$ *эрг · сек*; скорость света $c = (2{,}99793 \pm 0{,}3) \cdot 10^{10}$ *см/сек*; постоянная Больцмана $k = (1{,}38044 \pm 0{,}00007) \cdot 10^{-16}$ *эрг/град*.

Формулу Планка (1.54) удобно преобразовать, вводя координаты:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_m}; \quad E' = \frac{E_\lambda}{E_{\lambda, m}}, \tag{1.55}$$

где λ_m — длина волны, соответствующая максимальному значению монохроматической интенсивности излучения $E_{\lambda, m}$.

Как можно показать,

$$\lambda = \lambda_m \xi = \frac{c'}{T} \xi,$$

$$E_\lambda = E_{\lambda, m} E' = c'' T^5 E', \tag{1.56}$$

где c' и c'' — некоторые постоянные.

С учетом (1.55) и (1.56) представим теперь формулу (1.54) следующим образом:

$$E' = \frac{c_1'}{c'' c'^5} \frac{\xi^{-5}}{e^{\frac{c_2}{c'\xi}} - 1}, \tag{1.57}$$

где $c'_1 = 2hc^2$, $c_2 = \frac{hc}{k}$.

Отсюда видно, что относительная интенсивность излучения абсолютно черного тела E' является функцией только безразмерного параметра ξ. Это позволяет построить кривую $E'(\xi)$, которую можно рассматривать как универсальную кривую распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела. На рис. 3 такого рода кривая изображена графически. По оси ординат отложены величины $B_\lambda T^{-5}$ ($B_\lambda = \pi E_\lambda$), выраженные

в 10^{-16} *кал/см²·сек·град⁵·μ*; по оси абсцисс — длины волн в микронах. Верхняя шкала *A* длин волн соответствует источнику излучения при температуре $T = 6000°$ K; шкалы *B* и *C* относятся к источникам излучения, находящимся при температуре $T = 300°$ K и $T = 200°$ K соответственно.

Как видно, максимум энергии источника с $T = 6000°$ K (это приближенно соответствует температуре Солнца) приходится на длину волны около 0,5 μ, тогда как при температурах, имеющих место на земной поверхности и в атмосфере, максимум энергии смещается в область длин волн порядка 10—15 μ.

Используя безразмерные величины (1.56), нетрудно получить выражение, определяющее долю интегральной интенсивности абсолютно черного тела, приходящуюся на тот или иной участок спектра

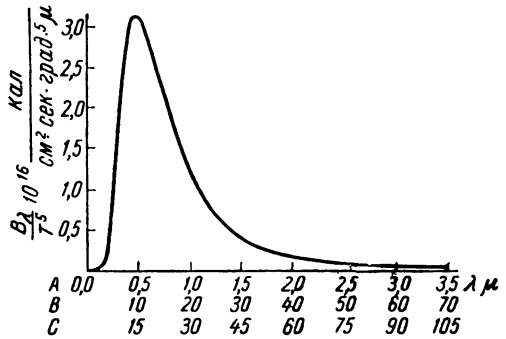


Рис. 3. Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела.

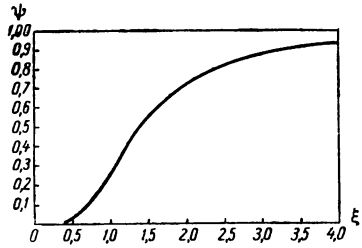


Рис. 4. Функция $\psi(\xi)$.

в промежутке длин волн (λ_1, λ_2). Обозначим эту долю интегральной интенсивности излучения через *p*.

Имеем

$$p = \frac{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda \, d\lambda}{\int\limits_0^\infty E_\lambda \, d\lambda} = \frac{\int\limits_{\xi_1}^{\xi_2} E' \, d\xi}{\int\limits_0^\infty E' \, d\xi} = \frac{\int\limits_0^{\xi_2} E' \, d\xi - \int\limits_0^{\xi_1} E' \, d\xi}{\int\limits_0^\infty E' \, d\xi}.$$

Вводя обозначение $\psi(\xi) = \dfrac{\int\limits_0^\xi E' d\xi}{\int\limits_0^\infty E' d\xi}$, получим окончательно

$$p = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1); \qquad (1.58)$$

функция $\psi(\xi)$ изображена на рис. 4.

Как уже отмечалось выше, для характеристики спектрального распределения величины *p* удобно использовать систему координат $(E_\lambda \lambda, \ln \lambda)$, так как в этом случае распределение по спектру

величин $E_\lambda\lambda$ и p тождественно. То же самое справедливо, если вместо длины волны использовать частоту или волновое число.

3. Закон Стефана—Больцмана. Интегрируя выражение (1.54) по всем длинам волн от 0 до ∞, получим полную интенсивность излучения абсолютно черного тела

$$E = \int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = \frac{2k^4T^4}{c^2h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 \, dx}{e^x - 1}.$$

Последний интеграл оказывается равным $\frac{\pi^4}{15}$. Поэтому имеем окончательно

$$E = \frac{2\pi^4k^4}{15c^2h^3} T^4 = \frac{\sigma}{\pi} T^4, \tag{1.59}$$

где $\sigma = \frac{2\pi^5k^4}{15c^2h^3}$.

Так как интенсивность излучения абсолютно черной поверхности не зависит от направления (закон Ламберта), то, согласно формуле (1.12), получим следующее выражение для потока излучения абсолютно черной поверхности:

$$B = \pi E = \sigma T^4. \tag{1.60}$$

Для постоянной σ нередко используют численное значение $\sigma = 5{,}75 \cdot 10^{-5}$ *эрг/см²·сек·град⁴* или в других единицах $\sigma = 0{,}826 \cdot 10^{-10}$ *кал/см²·мин·град⁴*. Следует отметить, однако, что, согласно современным данным (сводка 1955 г.), для σ получено значение $\sigma = (0{,}56687 \pm 0{,}00010) \cdot 10^{-4}$ *эрг/см²·сек·град⁴*, что соответствует в других единицах $\sigma = (0{,}81566 \pm 0{,}00014) \times \times 10^{-10}$ *кал/см²·град⁴*.

4. Закон смещения Вина. Дифференцируя функцию Планка (1.54) по λ и определяя значение длины волны λ_m, соответствующее максимуму функции $E_\lambda(T)$, можно показать, что имеют место следующие соотношения:

$$\lambda_m T = a, \tag{1.61}$$

где $a = (0{,}289782 \pm 0{,}000013)$ *см·град*, если длина волны выражена в сантиметрах;

$$E_{\lambda,\, m} = c'' T^5, \tag{1.62}$$

где $c'' = \frac{1}{\pi} 1{,}301 \cdot 10^{-15}$ *вт/см²·мк·град⁵*.

Соотношение (1.61) получило название закона смещения Вина. Это соотношение характеризует смещение максимума интенсивности излучения абсолютно черного тела в зависимости от температуры последнего.

Формула (1.62) указывает на то, что максимальная интенсивность излучения абсолютно черного тела пропорциональна пятой степени абсолютной температуры.

Следует подчеркнуть, что все эти заключения относятся к тому случаю, когда спектральный состав излучения описывается как зависимость монохроматической интенсивности излучения от длины волны. Если вместо E_λ рассматривать E_ν или E_n, то, как уже отмечалось в § 3, λ_m смещается в инфракрасную область спектра.

Ни земная поверхность, ни атмосфера не является абсолютно черным телом. Поэтому использовать непосредственно полученные выше формулы для расчета излучения земной поверхности или атмосферы невозможно.

В следующем параграфе мы рассмотрим, каким образом может быть рассчитано тепловое излучение реальных тел.

§ 5. Тепловое излучение реальных тел

В предыдущем параграфе были рассмотрены основные закономерности теплового излучения абсолютно черного тела. Реальные тела никогда не бывают, как известно, абсолютно черными. Необходимо поэтому рассмотреть вопрос о том, какие факторы наиболее существенно влияют на тепловое излучение реальных тел. Выяснив этот вопрос, мы сможем рассчитывать тепловое излучение реальных тел, а также установить, каким образом можно добиться того, чтобы излучение данного тела было максимально близко к абсолютно черному. Последнее очень важно уметь осуществлять, например, при изготовлении приемных поверхностей актинометрических приборов.

Наиболее существенное влияние на тепловое излучение тел оказывают их электрические свойства (например, проводимость) и состояние поверхности (степень шероховатости). Начнем рассмотрение с исследования излучения гладких поверхностей диэлектриков и проводников, основываясь на некоторых основных формулах электромагнитной теории света. Заметим при этом, что в действительности излучают, конечно, не геометрические поверхности, а поверхностные слои данного тела. Об излучении же поверхности можно говорить лишь в том смысле, что через поверхность проходит весь излучаемый поток лучистой энергии.

1. Тепловое излучение диэлектриков. Как отметил К. С. Шифрин, поглощательная способность a_λ (а при условии выполнимости закона Кирхгофа и излучательная способность) тела может быть определена по следующей формуле:

$$a_\lambda = (1 - R_\lambda)\left(1 - e^{-\alpha_\lambda l}\right), \tag{1.63}$$

где R_λ — отражательная способность тела, α_λ — объемный коэффициент поглощения ($\alpha_\lambda = k_\lambda \rho$), l — толщина тела в направлении преломленных лучей.

Первый сомножитель в правой части этой формулы определяет долю интенсивности излучения, проникшего в тело; вто-

рой указывает, какая часть излучения, проникшего в тело, поглощена последним. Заметим, что речь пойдет здесь об интенсивности, а не о потоке, потому что, как это будет видно из дальнейшего, a_λ зависит от направления.

Рассмотрим только такие тела, для которых объемный коэффициент поглощения α_λ достаточно велик. Тогда можно считать, что на поверхности тела приближенно выполняется условие

$$a_\lambda + R_\lambda = 1 \tag{1.64}$$

или

$$\delta_\lambda + R_\lambda = 1, \tag{1.65}$$

если на рассматриваемой поверхности выполняется закон Кирхгофа, и поэтому $a_\lambda = \delta_\lambda$ (через δ_λ обозначена относительная излучательная способность).

Большинство диэлектриков и полупроводников можно считать «серыми» телами, т. е. можно предполагать, что их поглощательная способность a_λ или относительная излучательная способность δ_λ не зависит от длины волны. Следует, однако, подчеркнуть приближенность этого предположения.

Выполненное Б. П. Козыревым и О. Е. Вершининым исследование спектральных коэффициентов диффузного отражения инфракрасной радиации от зачерненных поверхностей показало, что даже в этом случае имеет место значительная избирательность отражения радиации. Различные сорта сажи, которые выглядят на глаз одинаково черными, в инфракрасной области спектра оказываются далеко не такими уж «черными». На рис. 5 приведены для примера некоторые результаты измерений Козырева и Вершинина.

Применительно к диэлектрикам перепишем соотношение (1.65) следующим образом:

$$\delta_{д,\,i} + R_{д,\,i} = 1, \tag{1.66}$$

где индекс «д» означает, что рассматриваемая величина относится к диэлектрику, а индекс i указывает на зависимость δ и R от угла падения радиации i.

Согласно известной формуле Френеля,

$$R_{д,\,i} = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}\right], \tag{1.67}$$

где r — угол преломления.

Принимая во внимание (1.66) и (1.67), получим для относительной излучательной способности такое выражение:

$$\delta_{д,\,i} = 1 - \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}\right]. \tag{1.68}$$

Как известно, углы i и r связаны простым соотношением

$$n = \frac{\sin i}{\sin r}, \tag{1.69}$$

где n — показатель преломления.

С помощью формул (1.68) и (1.69) можно рассчитать относительную излучательную способность тела в различных направлениях при различных значениях n.

При такого рода расчетах следует, вообще говоря, принимать во внимание зависимость n от длины волны. Во многих случаях

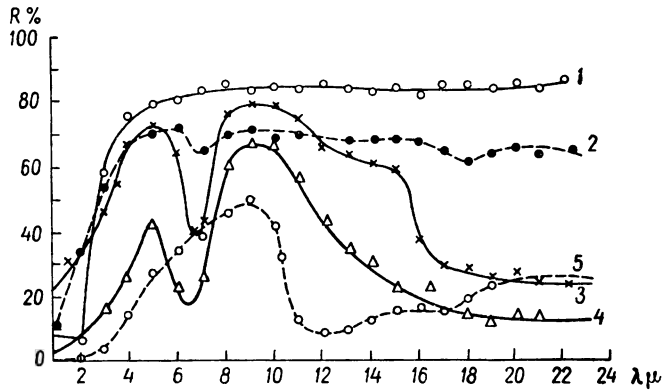


Рис. 5. Коэффициенты отражения от фольги, покрытой висмутовой чернью.

1) g=0,1, возгонка при остаточном давлении p=1,5; *2*) g=0,2, p=0,7; *3*) g=0,8, p=1,0; *4*) g=0,8, p=0,7; *5*) g=0,9, p=1,0 (g — масса покрытия в *мг/см*^{2}; p — давление в *мм* рт. ст.).

в первом приближении можно, однако, пренебречь этой зависимостью. Величина относительной излучательной способности в направлении нормали к поверхности ($i = 0$) может быть получена из формулы

$$\delta_{д,\,0} = 1 - \left(\frac{n-1}{n+2}\right)^2. \tag{1.70}$$

В табл. 6 представлены результаты расчетов $\delta_{д,i}$ для значений i от 0 до 90° и величин n от 1 до 3. Величина $n = 1$ соответствует случаю абсолютно черного тела. Как видно из приведенной таблицы, лишь излучение абсолютно черного тела является изотропным (подчиняется закону Ламберта). Во всех остальных случаях имеют место существенные отклонения от изотропного распределения излучения. При $i > 70°$ относительная излучательная способность значительно уменьшается, достигая нуля при $i = 90°$.

Учитывая (1.66), можно с помощью табл. 6 проанализировать и угловое распределение отражательной способности ди-

Таблица 6

Угловое распределение относительной излучательной способности диэлектриков

$i°$	n			
	1,0	1,41	2	3
0	1,000	0,970	0,889	0,750
10	1,000	0,970	0,889	0,750
20	1,000	0,970	0,889	0,750
30	1,000	0,969	0,888	0,749
40	1,000	0,966	0,881	0,746
50	1,000	0,955	0,869	0,742
60	1,000	0,925	0,839	0,728
70	1,000	0,846	0,763	0,690
80	1,000	0,628	0,573	0,567
90	1,000	0,000	0,000	0,000

электриков. Согласно (1.66), ход отражательной способности с изменением угла падения обратен ходу относительной излучательной способности. Максимальная отражательная способность имеет место при больших углах падения ($R=1$ при $i=90°$), минимальная — в направлении нормали к поверхности тела.

Данные лабораторных исследований неизотропности излучательной (соответственно поглощательной) способности подтверждают результаты расчетов, рассмотренных выше. В качестве иллюстрации этого вывода можно привести результаты измерений Х. Больца. Больц исследовал зависимость поглощательной способности зачерненной приемной поверхности (слюдяной пластинки) вибрационного пиргеометра от направления. Данные измерений показывают, в соответствии с рассмотренными выше теоретическими расчетами, что наибольшие отклонения от изотропности имеют место при больших углах падения:

$i°$	30	50	60	70	80	85
a % . . .	98	92	90	80	67	38

Существенно, однако, отметить, что в данном случае общая величина поглощенной радиации всего лишь на 5% отличается от той радиации, которую поглотила бы абсолютно черная поверхность. Отсюда ясно, что рассматриваемая приемная поверхность может приближенно считаться обладающей изотропным распределением поглощательной способности, если дело касается изотропных (или приближенно изотропных) потоков лучистой энергии.

Перейдем теперь к расчету потока излучения. Согласно закону Кирхгофа, излучательная способность (интенсивность излучения) диэлектрика следующим образом связана с интенсивностью излучения абсолютно черного тела:

$$J_{д,i}=\delta_{д,i}E. \qquad (1.71)$$

Вспоминая общую формулу (1.12), выражающую поток излучения через интенсивность, получим теперь для потока излучения диэлектрика $F_д$

$$F_д = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} E\delta_{д,i} \sin i \cos i \, di \tag{1.72}$$

или, учитывая (1.68) и выполняя очевидное интегрирование, найдем

$$F_д = B - \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} E \left[\frac{\sin^2 (i-r)}{\sin^2 (i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2 (i-r)}{\operatorname{tg}^2 (i+r)} \right] \sin i \cos i \, di, \tag{1.73}$$

где $B = \pi E = \sigma T^4$.

Формула (1.73) подтверждает прежде всего тот очевидный факт, что всегда $F_д < B$, если, разумеется, поток абсолютно черного излучения рассчитан для той же температуры, которую имеет рассматриваемое тело. Величина потока $F_д$ может быть вычислена из формулы (1.73) с учетом (1.69) путем графического или численного интегрирования.

Выше было отмечено, что бóльшую часть диэлектриков и полупроводников можно считать серыми телами. Поэтому естественно представить поток излучения диэлектрика следующим образом:

$$F_д = \delta_д B = \delta_д \sigma T^4, \tag{1.74}$$

где $\delta_д$ — интегральная относительная излучательная способность, T — температура тела.

Вычислив поток излучения $F_д$ по формуле (1.73), можно рассчитать и $\delta_д = \frac{F_д}{B}$:

n	1	1,41	2	3	4	5
$\delta_д$	1,00	0,91	0,83	0,72	0,63	0,56

Для большинства диэлектриков $n < 2$. Поэтому бóльшая часть диэлектриков имеет высокую интегральную относительную излучательную способность (около 90%). Экспериментальные исследования подтверждают этот вывод (табл. 7).

Для воды лабораторные измерения дают $\delta = 96{,}5\%$. По данным расчетов Е. П. Новосельцева и Н. Е. Тер-Маркарянц получаются значительно меньшие величины (около 90%).

2. Тепловое излучение проводников. Теория отражения радиации от металлов весьма сложна и до сих пор недостаточно разработана.

Вычисления и измерения отражательной способности металлов обнаруживают, что металлы являются хорошими отража-

Таблица 7

Интегральная относительная излучательная способность некоторых диэлектриков, по данным измерений

Материал	Состояние поверхности	Излучательная способность, %
Иней, белый		98,5
Лед при —9, 6° С	Гладкая	96,5
Покрытие сажей (толстое)		96,5
Покрытие сажей (тонкое)		94,5
Асбестовая плитка	Шероховатая	96
Стекло	Гладкая	93,5
Мрамор, светло-серый	Полированная	93

телями как тепловой, так и видимой радиации. Соответственно этому поглощательная (и излучательная) способность металлов весьма невелика. В табл. 8 приведены экспериментальные данные по поглощательной способности ряда металлов для радиации, падающей нормально к поверхности металла. Все эти данные получены при $T = 290°$ К.

Таблица 8

Поглощательная способность металлов (%)

Длина волны, μ	Серебро	Золото	Длина волны, μ	Алюминий	Олово
	фольга толщиной 10 μ			механическая полировка	
1,0	1,32	1,74	1,06	26,2	46,0
1,5	1,05	1,31	1,71	19,2	41,7
2,0	0,92	1,18	3,06	11,7	31,4
2,5	0,92	1,13	3,96	8,6	28,3
3,3	0,92	1,04	5,24	6,2	23,3
5,0	0,89	1,01	6,75	4,8	19,7
7,0	0,90	1,03	8,02	3,1	16,8
10,0	0,87	1,05	9,38	2,6	13,0
13,0	0,81	0,95	10,49	3,1	13,0
			12,03	2,7	13,1

Как видно, поглощательная способность значительно уменьшается с ростом длины волны (особенно в случае сравнительно сильно поглощающих металлов). Если серебро и золото являются практически идеальными отражателями, то об алюминии, который часто используется в качестве отражающего покрытия в зеркалах, этого сказать нельзя.

Что касается угловой зависимости отражательной способности металлов, то, как и в случае диэлектриков, наблюдается увеличение отражательной способности с ростом угла падения.

Выше уже отмечалось, что наряду с электрическими свойствами очень существенное влияние на тепловое излучение тел оказывает состояние их поверхности. Особенно резко это влияние проявляется в случае металлов. Сильно окисленные и очень шероховатые поверхности металлов приближаются по своим излучательным свойствам к абсолютно черному телу. Об этом можно судить из табл. 9, в которой приведены данные измерений поглощательной способности меди и латуни при различных состояниях их поверхности.

Таблица 9

Влияние состояния поверхности на поглощательную способность

Состояние поверхности	a %
Медь	
полированная	3
полированная, слегка потускневшая	3,5
струганная	7
окисленная, черная	78
Латунь	
полированная	4
полированная, слегка окисленная	4,5
после прокатки	6
тусклая	22
окисленная при 600°	60

Причину повышения поглощательной (и соответственно излучательной) способности шероховатой поверхности нетрудно понять. Известно, что наилучшей моделью абсолютно черного тела является замкнутая полость с малым отверстием. Излучение, выходящее из такого отверстия, ближе всего соответствует излучению абсолютно черного тела. Естественно поэтому, что шероховатость поверхности, выражающаяся в наличии множества полостей на поверхности тела, способствует возрастанию поглощательной (излучательной) способности.

Теоретически влияние шероховатости поверхности на относительную излучательную способность может быть оценено следующим образом. Как можно показать, относительная излучательная способность стенок полости δ связана с кажущейся относительной излучательной способностью отверстия этой полости δ_1 соотношением

$$\frac{1}{\delta_1} = \frac{1}{\delta}\frac{\Pi_1}{\Pi_2} + \left(1 - \frac{\Pi_2}{\Pi_1}\right), \qquad (1.75)$$

где Π_1 и Π_2 — площади поверхностей полости и ее отверстия соответственно.

Как видно из этой формулы, в предельном случае $\frac{\Pi_2}{\Pi_1} \to 0$ (полость с бесконечно малым отверстием) имеет место равенство $\delta_1 = 1$ (абсолютно черное тело).

Если $\Pi_1 = \Pi_2$, то, естественно, что $\delta_1 = \delta$. Если положить $\delta = 0{,}9$ и $\frac{\Pi_2}{\Pi_1} = \frac{1}{2}$, то получим из формулы (1.75) значение $\delta_1 = 0{,}95$. Таким образом, даже при $\frac{\Pi_2}{\Pi_1} = \frac{1}{2}$ имеет место заметное различие между δ и δ_1: при такого рода шероховатости относительная излучательная способность поверхности возрастает на 5,5%.

Изучив влияние различных факторов на тепловое излучение реальных тел, можно теперь ответить на вопрос о том, в каком случае излучательные (поглощательные) свойства тела будут максимально близки к соответствующим свойствам абсолютно черного тела.

Формула (1.63) показывает, что в случае гладкой поверхности поглощательная способность определяется двумя факторами: 1) отражательной способностью R_λ, 2) функцией поглощения радиации данным телом $A_J(l) = 1 - e^{-\alpha_\lambda l}$.

Основываясь на рассмотрении этих двух факторов, К. С. Шифрин отметил следующие особенности теплового излучения тел с гладкой поверхностью. В случае металлов a_λ будет близко к нулю как при малых, так и при больших значениях α_λ. Максимального значения a_λ должно достигать при некотором промежуточном значении α_λ. Причина такого явления заключается в том, что большим значениям α_λ соответствуют в случае металлов и большие величины R_λ («металлическое» отражение). Следствием этого является то обстоятельство, что гладкие поверхности металлов являются плохими поглощателями и излучателями тепловой радиации. Приближение их поглощательных или излучательных свойств к соответствующим свойствам абсолютно черного тела может быть достигнуто лишь путем создания шероховатой и окисленной металлической поверхности, т. е. путем изменения и геометрических, и электрических свойств поверхностного слоя металла.

Как мы уже видели ранее, в случае диэлектриков дело обстоит совсем иначе: даже диэлектрики, обладающие гладкой поверхностью, имеют очень высокую относительную излучательную способность.

3. Тепловое излучение естественных поверхностей. Совершенно очевидно, что тепловое излучение естественных подстилающих поверхностей, встречающихся в природе, не может быть рассчитано по тем формулам для проводников, диэлектриков или полупрозрачных тел, которые были рассмотрены выше. Можно, однако, отметить, что по своим излучательным свойст-

вам естественные подстилающие поверхности ближе подходят к классу диэлектриков и полупроводников. Так же как и диэлектрики, естественные подстилающие поверхности представляют собой серые излучатели, и интенсивность их теплового излучения можно рассчитывать по формуле, аналогичной (1.71),

$$J = \delta E. \tag{1.76}$$

Такого же типа формула справедлива и для потока излучения, так как излучение естественных подстилающих поверхностей можно приближенно считать изотропным

$$F = \delta B. \tag{1.77}$$

Следует заметить, впрочем, что лишь в первом приближении естественные подстилающие поверхности можно считать серыми излучателями. Так, например, исследование спектральной отражательной способности различных деревьев и травянистых растений в инфракрасной области спектра от 3 до 25 μ показало, что имеет место отчетливо выраженная избирательность отражения радиации. Очевидно, что наличие избирательной отражательной способности означает, что в данном случае должна зависеть от длины волны и относительная излучательная способность.

Величина относительной излучательной способности измерялась как в лабораторных, так и в естественных условиях (в последнем случае приемные поверхности приборов считались абсолютно черными).

Наиболее надежные измерения такого рода выполнены В. Л. Гаевским, получившим следующие значения относительной излучательной способности различных естественных покровов в области спектра 9—12 μ:

Песок мелкозернистый, сухой	0,949
Песок мелкозернистый, хорошо увлажненный	0,962
Супесчаная почва, сухая	0,954
Супесчаная почва, хорошо увлажненная	0,968
Торф, сухой	0,970
Торф, хорошо увлажненный	0,983
Густая зеленая трава	0,986
Редкая зеленая трава на влажной супесчаной почве	0,975
Хвойные иглы	0,971
Снег свежевыпавший	0,986
Снег загрязненный	0,969

Измерения П. П. Кузьмина для поверхности воды дали $\delta = 0{,}96$. Б. П. Александров и А. В. Куртенер на основании своих лабораторных измерений пришли к выводу, что в качестве средней величины относительной излучательной способности земной поверхности можно принимать значение $\delta = 0{,}95$. Принимая во внимание реально существующую изменчивость δ,

можно считать, что в среднем относительная излучательная способность естественных подстилающих поверхностей колеблется в пределах 0,90—0,98. Следует, однако, подчеркнуть, что в настоящее время вопрос об измерении относительной излучательной способности различных естественных подстилающих поверхностей нельзя считать удовлетворительно решенным. Здесь еще необходима большая работа как по совершенствованию методики измерений, так и по выполнению в широких масштабах подобных измерений.

§ 6. Уравнение переноса лучистой энергии для стационарного поля излучения

Как уже было отмечено выше, лучистая энергия в атмосфере поглощается и рассеивается. Если рассматривается радиация больших длин волн, превышающих несколько микрон, то необходимо учитывать также излучение тепловой радиации различными слоями атмосферы. В общем случае перенос лучистой энергии в атмосфере (или вообще в любой поглощающей, излучающей и рассеивающей среде) описывается так называемым уравнением переноса лучистой энергии.

Большая сложность процессов, определяющих перенос излучения, приводит к тому, что уравнения переноса также оказываются весьма сложными. В теории переноса излучения в атмосфере обычно ограничиваются рассмотрением уравнений переноса лучистой энергии для стационарного поля неполяризованного излучения без учета рефракции. Что касается предположения о стационарности поля излучения, то оно является вполне естественным, поскольку процесс переноса излучения в атмосфере можно рассматривать как квазистационарный. Влияние нестационарности излучения определяется в уравнении переноса членом $\frac{1}{c}\frac{\partial J}{\partial t}$ (c — скорость света, t — время). Изменения интенсивности излучения со временем настолько медленны, что практически этот член можно считать равным нулю.

Неучет поляризации излучения является гораздо более серьезным допущением. Если тепловое излучение атмосферы можно считать неполяризованным, то коротковолновая (рассеянная) радиация всегда является поляризованной. Задача учета поляризации является, однако, настолько сложной, что в настоящее время решена только для простейшего случая молекулярного рассеяния. Именно это обстоятельство и делает неизбежным неучет поляризации излучения.

Влияние рефракции на перенос излучения в атмосфере играет роль только в некоторых специальных случаях, что позволяет не учитывать это влияние при общем рассмотрении задачи.

Обратимся теперь к выводу общего уравнения переноса лучистой энергии для стационарного поля неполяризованного излучения. Возьмем луч определенного направления r и рассмотрим элемент среды в виде цилиндра единичного сечения, ось которого совпадает с направлением луча. Пусть луч пересекает перпендикулярные к нему основания в точках P и P'. Обозначим $\overline{PP'} = ds$.

Тогда интенсивность излучения в P и P' будет:

$$J_\lambda(P, r) \quad \text{и} \quad J_\lambda(P', r) = J_\lambda(P, r) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial s} ds.$$

С другой стороны, изменение интенсивности при переходе от точки P к точке P' обусловлено следующими причинами:

1) ослаблением вследствие поглощения лучистой энергии, которое может быть выражено как

$$-k_\lambda(P) J_\lambda(P, r) \rho(P) ds,$$

где ρ — плотность; k_λ — массовый коэффициент поглощения в точке P. Выше было отмечено, что такое выражение для ослабления лучистой энергии вследствие поглощения связано с предположением о том, что это ослабление пропорционально первоначальной интенсивности лучистой энергии, пройденному пути и плотности. Коэффициентом пропорциональности при этом является массовый (т. е. рассчитанный на единицу массы) коэффициент поглощения;

2) ослаблением вследствие рассеяния лучистой энергии рассматриваемым элементом среды, которое может быть представлено в виде

$$-\sigma_\lambda(P) J_\lambda(P, r) \rho(P) ds,$$

где σ_λ — массовый коэффициент рассеяния. Это выражение написано, очевидно, с учетом тех же предположений, которые были приняты для поглощения;

3) увеличением интенсивности излучения за счет излучения рассматриваемым элементом среды в направлении r, которое можно записать так:

$$\eta_\lambda \rho(P) ds,$$

где η_λ — массовый коэффициент излучения;

4) увеличением интенсивности излучения благодаря процессу рассеяния, вследствие которого лучи всевозможных направлений, проходящие через рассматриваемый элементарный цилиндр, присоединяют часть своей энергии к лучу направления r.

Если мы рассмотрим луч направления r', проходящий через элемент среды, то часть его энергии, равная

$$\sigma_\lambda(P) J_\lambda(P, r') \rho ds,$$

будет рассеяна этим элементом среды, причем часть этого количества

$$\frac{1}{4\pi}\sigma_\lambda(P)J_\lambda(P,\ r')\gamma_\lambda(P;\ r',\ r)\rho\,ds \tag{1.78}$$

пойдет по направлению r. Здесь выражение $\frac{1}{4\pi}\gamma_\lambda(P;\ r',\ r)$ характеризует индикатрису рассеяния, и смысл его состоит в том, что часть общего количества рассеянной энергии $\sigma_\lambda J_\lambda \rho ds$, равная $\frac{1}{4\pi}\gamma_\lambda\sigma_\lambda J_\lambda \rho ds$, отклоняется в направлении r.

Интегрируя выражение (1.78) по всем возможным направлениям, получим

$$\frac{\sigma_\lambda(P)}{4\pi}\int J_\lambda(P,\ r')\gamma_\lambda(P;\ r',\ r)\,d\omega'\,\rho\,ds.$$

Принимая во внимание все полученные результаты и сокращая на ds, будем иметь

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial J_\lambda}{\partial s}=\eta_\lambda+\frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_\lambda(P,\ r')\gamma_\lambda(P;\ r',\ r)\,d\omega'-(k_\lambda+\sigma_\lambda)J_\lambda. \tag{1.79}$$

Как было отмечено выше, при наличии локального термодинамического равновесия имеет место закон Кирхгофа (1.34).

Учитывая также, что $ds = dz\sec\vartheta$, где z — вертикальная координата, ϑ — зенитный угол, перепишем уравнение (1.79) окончательно следующим образом:

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial J_\lambda}{\partial z}=k_\lambda E_\lambda+\frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_\lambda(z,\ r')\gamma_\lambda(z;\ r',\ r)\,d\omega'-(k_\lambda+\sigma_\lambda)J_\lambda. \tag{1.80}$$

В том случае, когда рассматривается задача о переносе коротковолновой радиации, E_λ практически равно нулю. Поэтому будем иметь вместо (1.80)

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial J_\lambda}{\partial z}=\frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_\lambda(z,\ r')\gamma_\lambda(z;\ r',\ r)\,d\omega'-(k_\lambda+\sigma_\lambda)J_\lambda. \tag{1.81}$$

Если же изучается перенос теплового излучения, то, за исключением того случая, когда речь идет о переносе теплового излучения в облаках, туманах или дымах, можно пренебречь учетом рассеяния (σ_λ практически равно нулю). Следовательно, для теплового излучения будем иметь вместо (1.80)

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial J_\lambda}{\partial z}=k_\lambda(E_\lambda-J_\lambda). \tag{1.82}$$

Как видно из сравнения уравнений (1.82) и (1.80), задача расчета монохроматической интенсивности теплового излучения при отсутствии в атмосфере крупных рассеивающих частиц может быть решена значительно проще, чем в том случае, когда такие частицы имеют место. Действительно, в первом случае

дело сводится к интегрированию обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка, тогда как во втором случае необходимо решить сложное интегро-дифференциальное уравнение.

Вместо одного уравнения переноса (1.82) удобно рассматривать два уравнения подобного рода, к которым можно перейти следующим образом. Введем две новые функции:

$$G_\lambda(z,\ \vartheta) = J_\lambda(z,\ \pi - \vartheta),\quad 0 \leqslant \vartheta \leqslant \frac{\pi}{2};$$

$$U_\lambda(z,\ \vartheta) = J_\lambda(z,\ \vartheta),\quad 0 \leqslant \vartheta \leqslant \frac{\pi}{2}.$$

Нетрудно понять, что функция $G_\lambda(z,\ \vartheta)$ характеризует интенсивность излучения, направленного сверху вниз (из верхней полусферы); функция же $U_\lambda(z,\ \vartheta)$ представляет собой интенсивность излучения, направленного снизу вверх (из нижней полусферы).

Для функции $U_\lambda(z,\ \vartheta)$ уравнение переноса сохранит прежний вид; для $G_\lambda(z,\ \vartheta)$ мы получим его, подставив в (1.82) $\pi - \vartheta$ вместо ϑ. В результате найдем:

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial G_\lambda(z,\ \vartheta)}{\partial z} = k_\lambda\,[G_\lambda(z,\ \vartheta) - E_\lambda],$$

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial U_\lambda(z,\ \vartheta)}{\partial z} = k_\lambda\,[E_\lambda - U_\lambda(z,\ \vartheta)]. \qquad (1.83)$$

Эти уравнения переноса длинноволновой радиации являются исходными для решения задач расчета потоков теплового излучения в атмосфере. Далее (в главе IX) будет показано, каким образом на основе интегрирования этих уравнений могут быть получены общие формулы для потоков теплового излучения в атмосфере. Заметим при этом, что уравнения (1.83) описывают лишь тот случай, когда предполагается, что в атмосфере имеется только одна компонента, поглощающая и излучающая радиацию. В дальнейшем будет показано, как эти уравнения могут быть обобщены на случай нескольких поглощающих компонент. Следует напомнить далее, что при выводе уравнений (1.83) сделано также предположение о наличии локального термодинамического равновесия. Это предположение не ограничивает общности исследования при решении задачи расчета потоков теплового излучения в тропосфере, но может иметь существенное значение в других случаях, например при рассмотрении вопроса о переносе теплового излучения в высоких слоях атмосферы. Вывод различных уравнений переноса лучистой энергии более общего типа можно найти в монографиях С. Чандрасекара «Перенос лучистой энергии» (ИЛ, 1953) и В. В. Соболева «Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет» (Гостехиздат, 1950).

Глава II

МЕТОДЫ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Обстоятельное рассмотрение вопросов, касающихся актинометрических приборов и методов измерений, можно найти в специальной литературе[1]. Здесь будет дан только краткий обзор применяемых в настоящее время актинометрических приборов, а также сжатое описание спектральной аппаратуры.

§ 1. Общая характеристика методов измерения лучистой энергии

В основу различных методов измерения лучистой энергии положено использование тех воздействий, которые может производить лучистая энергия на разного рода приемники, превращаясь при этом в другие виды энергии. Так, например, при поглощении лучистой энергии Солнца зачерненной поверхностью происходит переход лучистой энергии в тепловую. Регистрируя выделяющееся при этом количество тепла или повышение температуры приемной поверхности прибора, можно измерить величину падающего на приемную поверхность потока солнечной радиации. Подобного рода принципы измерения лучистой энергии положены в основу калориметрического метода. Явление фотоэффекта и фотохимические воздействия света использованы для разработки фотоэлектрического и фотографического методов измерения лучистой энергии. Довольно широкое распространение получили визуальные измерения, в которых приемником радиации служит глаз человека, обладающий в видимой области спек-

[1] Ю. Д. Янишевский. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеоиздат, Л., 1957.

тра высокой чувствительностью к световым воздействиям. В табл. 10 дана общая сводка, характеризующая особенности перечисленных выше методов измерения лучистой энергии.

Таблица 10

Общая характеристика методов измерения лучистой энергии

Метод измерения	Диапазон длин волн	Чувствительность	Линейность	Избирательность
Калориметрический	Все длины волн	Низкая	Очень хорошая	Отсутствует
Фотоэлектрический	10—65 000Å	Высокая	Хорошая	Большая
Фотографический	10—12 000Å	„	Плохая	„
Визуальный	4000—7500Å	„	Очень плохая	„

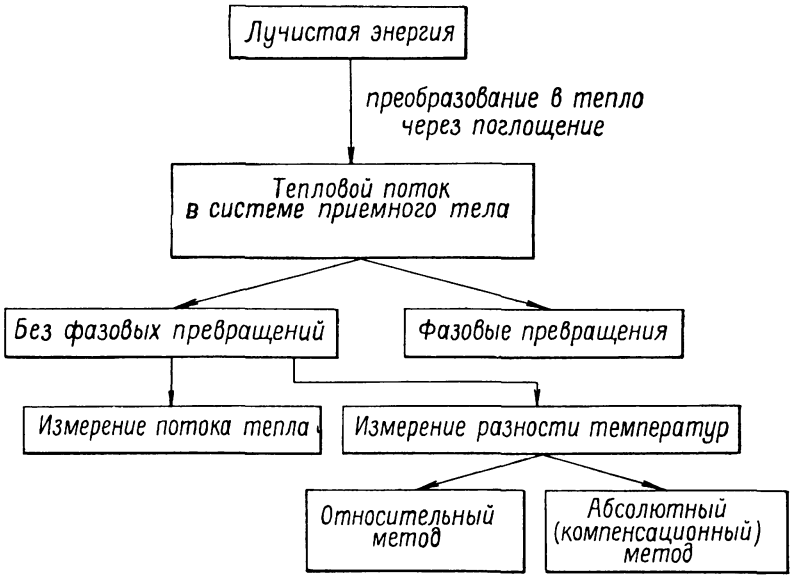
В приведенной таблице указаны диапазоны длин волн, в которых чувствителен тот или иной метод измерения, чувствительность, линейность и избирательность метода. Под линейностью понимается пропорциональность показаний приемника измеряемой величине радиации. Избирательность характеризует, в какой мере чувствительность приемника зависит от длины волны.

Как видно из табл. 10, особенностью калориметрического метода измерения лучистой энергии является отсутствие избирательности (одинаковая чувствительность к радиации различных длин волн) и очень хорошая линейность показаний. Именно эти обстоятельства определили наибольшую распространенность калориметрического метода при актинометрических измерениях, хотя этот метод и обладает низкой чувствительностью. Важнейшей задачей актинометрических измерений является определение величин интегральных потоков коротковолновой и длинноволновой радиации. Естественно, что для такой цели калориметрический метод является наиболее подходящим.

При исследовании спектральных потоков коротковолновой радиации в настоящее время наиболее широко применяется фотоэлектрический метод регистрации с помощью фотоэлементов, фотоумножителей и фотосопротивлений. Для измерений спектральных потоков длинноволновой радиации обычно используется калориметрический метод.

Перейдем теперь к более детальной характеристике различных способов измерения лучистой энергии калориметрическим методом. Рассмотрим с этой целью следующую схематическую

классификацию основных применяемых в актинометрии способов измерения лучистой энергии:



В результате поглощения лучистой энергии приемной поверхностью прибора происходит преобразование лучистой энергии в тепловую и в системе приемного тела возникает поток тепла. Различные разновидности калориметрического метода измерения лучистой энергии отличаются друг от друга способами определения этого потока тепла. Можно прежде всего выделить две группы различных способов измерения потока тепла: без фазовых превращений и с фазовыми превращениями. В последнем случае величина потока тепла определяется через количество тепла, затраченное на то или иное фазовое превращение (например, таяние льда), мерой которого является количество вещества, перешедшего в другое фазовое состояние (например, количество растаявшего льда). В первом из указанных выше случаев следует различать способы, основанные на непосредственном измерении потока тепла и измерении разности температур приемной поверхности и окружающей среды (массивных частей прибора, находящихся при неизменной температуре, равной температуре воздуха).

Непосредственное определение потока тепла чаще всего производится в актинометрических приборах по нагреванию воды, омывающей приемную часть прибора. Повышение температуры воды служит при этом мерой потока тепла и, следовательно, получаемого приемной поверхностью количества лучистой энергии.

По такому принципу построены различные конструкции водяных пиргелиометров, предназначенных для измерения потока прямой солнечной радиации.

Значительно более широкое распространение получили приборы, в которых поток тепла (и, следовательно, поток лучистой энергии) определяется через разность температур приемной поверхности и окружающей среды. Указанная разность температур чаще всего измеряется термоэлектрическим способом — по величине тока, возникающего в цепи последовательно соединенных термопар, горячие спаи которых присоединены к приемной поверхности и подвергаются облучению, а холодные находятся при постоянной температуре. Такого рода приборы, с помощью которых измерения лучистой энергии производятся по разности температур горячих и холодных спаев, являются относительными и нуждаются в градуировке путем сравнения их показаний с показаниями абсолютных приборов.

К числу подобных относительных актинометрических приборов для измерений потоков солнечной и рассеянной радиации принадлежат широко распространенные в СССР актинометры Савинова — Янишевского и пиранометры Янишевского, описания которых будут даны далее.

Создание способа абсолютных измерений лучистой энергии возможно путем применения компенсационного метода, заключающегося в подогреве холодных спаев до температуры горячих спаев. Количество тепла, затраченное на подогрев холодных спаев, может служить абсолютной мерой того количества тепла, которое было получено в результате поглощения лучистой энергии приемной поверхностью прибора. По такому принципу построен абсолютный пиргелиометр Онгстрема.

В некоторых типах относительных актинометрических приборов мерой нагревания приемной поверхности, которая представляет собой зачерненную биметаллическую пластинку, служит деформация этой пластинки, изгибающейся при облучении ее солнечной радиацией. Наиболее удачным прибором подобного рода является актинометр Михельсона.

§ 2. Приборы для измерения прямой солнечной радиации

Для измерения потока прямой солнечной радиации применяется большое число разнообразных приборов — пиргелиометров и актинометров. Однако здесь будут описаны главным образом приборы, наиболее употребительные в СССР.

1. Компенсационный пиргелиометр Онгстрема. Компенсационный пиргелиометр Онгстрема принадлежит к числу тех актинометрических приборов, которые могут быть использованы для абсолютных измерений потока прямой солнечной радиации.

Приемная часть пиргелиометра (рис. 6) представляет собой две одинаковые зачерненные снаружи манганиновые полоски A

и B. К нижним сторонам полосок поверх изолирующей прослойки прикреплены спаи a и b термоэлемента, соединенного с чувствительным зеркальным гальванометром G_1. Любая из манганиновых полосок (например, полоска B, рис. 6) может быть нагрета посредством пропускания через нее электрического тока от батареи E. Силу электрического тока (а следовательно, и количество тепла, выделяющегося при прохождении тока через полоску) можно регулировать с помощью реостата R. Стрелочный гальванометр G_2 служит для измерения силы тока. Приемные полоски укрепляются на головке пиргелиометра *1*, которая вставляется в нижнюю часть трубки пиргелиометра *2* (рис. 7).

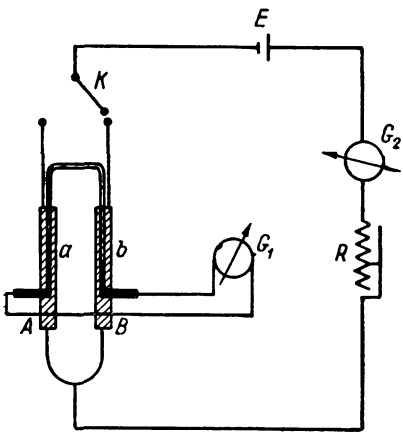


Рис. 6. Схема компенсационного пиргелиометра Онгстрема.

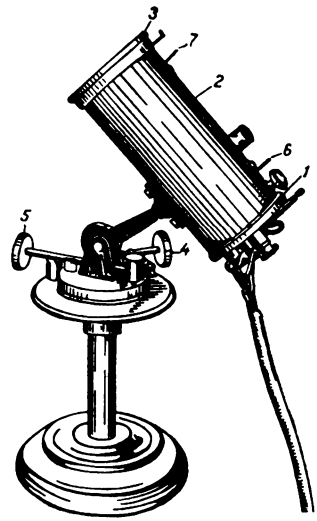


Рис. 7. Внешний вид пиргелиометра Онгстрема.

В верхней части трубки пиргелиометра, закрытой крышкой *3*, находятся два щелевидных приемных отверстия, расположенные напротив приемных полосок прибора. Каждое из приемных отверстий может перекрываться щитком, поворачивающимся на пол-оборота в ту или другую сторону. Червячные винты *4* и *5* служат для ориентировки пиргелиометра по направлению на солнце. Нацеливание прибора на солнце производится с помощью целиков *6*.

Принцип действия пиргелиометра может быть описан следующим образом. При освещении одной из приемных полосок прибора (например, полоски a) и затенении другой полоски (например, полоски b) в цепи термоэлемента возникает электрический ток, обусловленный неодинаковостью температур полосок a и b, из которых первая нагревается за счет поглощения падающей на нее солнечной радиации, а вторая, находясь в те-

ни, не изменяет своей температуры. Если теперь через вторую полоску пропустить электрический ток и нагреть ее до температуры первой полоски, то очевидно, что количество выделяющегося в полоске b тепла будет равно количеству солнечной радиации, поглощаемой полоской a. Момент, когда температура полосок a и b становится одинаковой, может быть определен по отсутствию тока в цепи гальванометра G_1. Таким образом, регистрируя силу тока i в цепи гальванометра G_2 (при нулевом показании гальванометра G_1), будем иметь, по закону Ленца, для количества тепла Q (*кал/сек*), выделяющегося в полоске b,

$$Q = 0{,}24 i^2 r, \tag{2.1}$$

где i — сила тока в амперах, r — сопротивление полоски в омах.

С другой стороны, такое же по величине количество тепла (*кал/сек*), получаемое полоской a в результате поглощения последней солнечной радиации, определится следующим соотношением:

$$Q = \frac{S\delta l b}{60}. \tag{2.2}$$

Здесь S — поток прямой солнечной радиации в *кал/см²·мин*, δ — поглощательная способность поверхности полоски, b и l — ширина и длина полоски в сантиметрах.

На основании полученных соотношений находим для потока прямой солнечной радиации, выраженного в *кал/см²·мин*, такое выражение:

$$S = \frac{14{,}4r}{\delta l b} i^2 = Ki^2,$$

где $K = \frac{14{,}4r}{\delta l b}$ — постоянная пиргелиометра.

Использование рассмотренной выше элементарной теории пиргелиометра не позволяет, однако, получить вполне надежные результаты, так как в этой теории не учитываются некоторые дополнительные факторы, влияющие на показания пиргелиометра. По этой причине каждый экземпляр пиргелиометра не является абсолютным прибором. Постоянные сетевых пиргелиометров определяются не путем расчета, а посредством сличения их показаний с показаниями тщательно исследованного и с особыми предосторожностями изготовленного эталонного пиргелиометра.

Пиргелиометры Онгстрема обладают одной систематической ошибкой, обусловленной так называемым краевым эффектом. Этот эффект состоит в том, что облучаемая полоска прогревается за счет поглощения солнечной радиации неравномерно, так как ее концы отчасти затенены диафрагмами прибора, а также и потому, что радиация поглощается тонким поверхностным слоем полоски. Между тем затененная полоска прогревается электрическим током вполне равномерно. Поэтому

равенство температур полосок, фиксируемое гальванометром G_1, наблюдается в действительности в том случае, когда $Q < \frac{S\delta l b}{60}$, что приводит к преуменьшенности показаний пиргелиометра на 1,3% (в последних моделях пиргелиометра затенение концов полосок устранено).

Другим обстоятельством, осложняющим применение пиргелиометра Онгстрема, является наличие у этого прибора щелевидных прямоугольных диафрагм, угол зрения которых не соответствует углу зрения наиболее употребительных актинометров ни по форме, ни по величине. Это делает показания пиргелиометра, используемого в качестве эталонного прибора, и актинометров не вполне сравнимыми из-за разных количеств околосолнечной рассеянной радиации, попадающей в приемное отверстие наряду с прямой солнечной радиацией. В связи с этим Ю. Д. Янишевский усовершенствовал пиргелиометр Онгстрема путем устройства круглых диафрагм, тождественных диафрагмам актинометра Янишевского. В новом пиргелиометре произведена также замена термоэлементов *a* и *b* (рис. 6) термобатареями, что позволило заменить зеркальный гальванометр G_1 стрелочным. Предпринимались также и другие попытки совершенствования пиргелиометров (Волошин, Вьюшков, Бойко, Скляров, Гульницкий и др.).

Компенсационный пиргелиометр Онгстрема является основным эталонным абсолютным прибором в Европе. В США в качестве эталона используется другой прибор — так называемый водоструйный пиргелиометр. В этом приборе величина потока прямой солнечной радиации определяется по повышению температуры воды, омывающей нагревающуюся в результате поглощения солнечной радиации приемную часть пиргелиометра. Такой принцип измерения потока прямой солнечной радиации был впервые предложен В. А. Михельсоном.

Впоследствии водоструйный пиргелиометр был существенно усовершенствован В. И. Шульгиным, показавшим, что приборы первоначальной модели давали завышенные показания.

Интересная модель пиргелиометра была предложена недавно Н. В. Кучеровым. Приемная поверхность этого прибора, охлажденная сначала до температуры более низкой, чем температура воздуха, нагревается затем под влиянием поглощения солнечной радиации. Можно показать, что величина потока прямой солнечной радиации пропорциональна изменению температуры приемной поверхности со временем в момент равенства температур приемной пластины и воздуха.

Оба используемых в актинометрической практике стандартных пиргелиометра обладают сравнительно невысокой для эталонов степенью точности и, как уже отмечалось, даже не лишены систематических ошибок. Поэтому до недавнего времени

существовали две актинометрические шкалы — европейская и американская, использующие в качестве эталонов компенсационный пиргелиометр Онгстрема и водоструйный пиргелиометр.

Первоначально было найдено, что по американской шкале величины потоков солнечной радиации получаются на 3,5% большими, чем по европейской. Усовершенствование водоструйного пиргелиометра показало позднее, что старые показания этого прибора следует считать завышенными на 2,4%. С другой стороны, уточнение показаний пиргелиометра Онгстрема за счет усовершенствования методики обработки наблюдений обнаружило, что старая европейская актинометрическая шкала была заниженной на 1,3%. Принимая во внимание эти новые результаты, мы видим, что по отношению к старой европейской актинометрической шкале уточненная американская шкала оказывается увеличенной на 1,1%, а уточненная европейская шкала — на 1,3%. Таким образом, в настоящее время обе существующие актинометрические шкалы совпадают. Различие между шкалами составляет всего лишь 0,2%.

В связи с проведением Международного геофизического года было принято решение ввести с 1 января 1957 г. «Международную пиргелиометрическую шкалу 1956 года». Согласно этой шкале, результаты измерений, базирующихся на старой европейской шкале, должны быть увеличены на 1,5%. Данные, соответствующие американской шкале, следует уменьшить на 2%.

2. Актинометр Михельсона. Актинометр Михельсона предназначен для относительных измерений потока прямой солнечной радиации. Этот весьма совершенный прибор получил широкое распространение в практике актинометрических измерений как в СССР, так и за границей.

Принцип действия актинометра Михельсона может быть уяснен из рассмотрения схематического разреза актинометра, изображенного на рис. 8. Зачерненная сажей биметаллическая пластинка *1*, спрессованная из железа и инвара, при облучении ее солнечными лучами, проходящими через прямоугольное отверстие *5*, нагревается и под влиянием нагревания изгибается. Изгибание пластинки при нагревании происходит вследствие того, что железо при этом удлиняется, а инвар почти не испытывает теплового расширения. Смещение конца пластинки, обусловленное изгибом, передается на прикрепленную к ее свободному концу стрелку *3*, изготовленную из алюминия или кварцевых нитей. На конце стрелки, смещение которого заметно больше смещения конца биметаллической пластинки, укрепляется кварцевая нить *2*, служащая индикатором смещения. Нить наблюдается на фоне зеркальца *4*, составляющего часть стрелки, через микроскоп, привинчиваемый своей оправой *6* к корпусу актинометра. Так как в первом приближении изгиб

пластинки и, следовательно, смещение нити прямо пропорциональны величине поглощенного пластинкой потока солнечной радиации, то по величине смещения нити можно судить о потоке солнечной радиации. При этом переводный множитель актинометра должен быть определен из сличения его с пиргелиометром Онгстрема или другим абсолютным прибором. Существенной особенностью актинометра Михельсона является значительная зависимость его переводного множителя от температуры.

Следует заметить, что актинометр Михельсона многократно изменялся различными авторами (Мартен, Бюттнер, Калитин

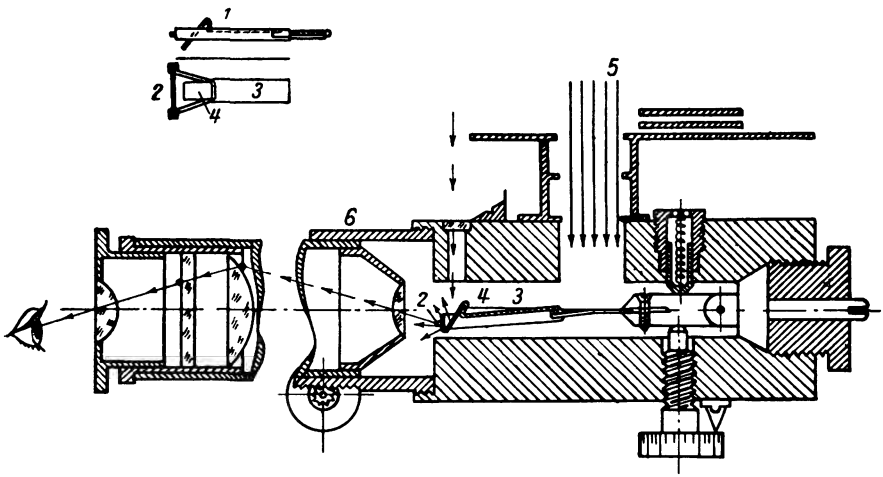


Рис. 8. Схематический разрез актинометра Михельсона.

и др.). П. А. Крыловым была сконструирована модель актинометра, предназначенного для абсолютных измерений.

В США в качестве относительного прибора для измерения прямой солнечной радиации, работающего не на термоэлектрическом принципе, широко применяется так называемый пиргелиометр с серебряным диском. В этом приборе мерой потока прямой солнечной радиации служит измеряемая ртутным термометром скорость роста температуры зачерненного серебряного диска, находящегося на дне приемной трубки актинометра с углом отверстия 6° (у первых экземпляров прибора 10°).

3. Термоэлектрический актинометр Савинова — Янишевского. Термоэлектрический актинометр Савинова — Янишевского является в настоящее время в СССР основным прибором для измерения потока прямой солнечной радиации.

Главными частями актинометра являются: приемник с термобатареей, корпус с трубкой, в которой заключена термобата-

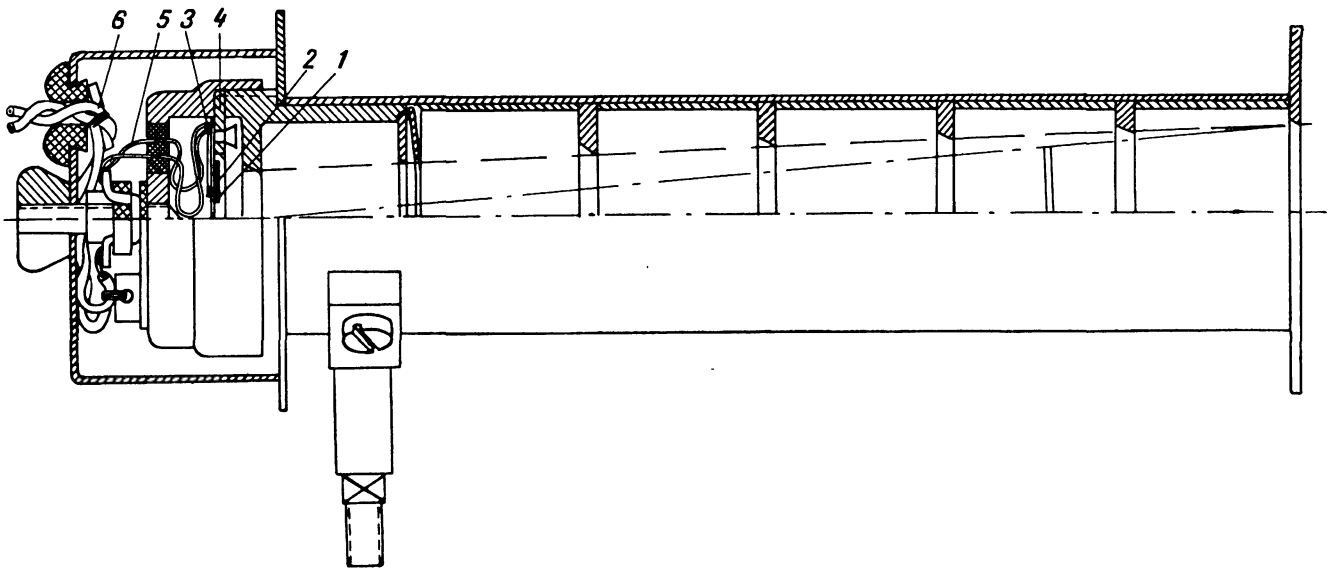


Рис 9. Продольный разрез трубки актинометра Савинова—Янишевского.

рея, и штатив; с помощью последнего трубка направляется на солнце. К термобатарее присоединяется гальванометр. На рис. 9 дан продольный разрез главной части актинометра — его трубки. Проходя через отверстие трубки, солнечные лучи попадают на приемную поверхность актинометра, представляющую собой тонкий серебряный диск *1*, зачерненный со стороны солнца. К внутренней стороне диска приклеены горячие спаи *2* системы зигзагообразно соединенных манганин-константановых термоэлементов. Холодные спаи *3* приклеены к медному кольцу *4*, зажатому в корпусе актинометра. Термобатарею актинометра Савинова — Янишевского называют обычно термозвездочкой в силу зигзагообразного расположения ее спаев. Спаи термозвездочки изолированы от серебряного диска и от медного кольца пропитанной шеллаком папиросной бумагой. При падении на приемную поверхность солнечной радиации горячие спаи нагреваются, и в цепи термобатареи возникает термоток, проходящий через проводники *5*, а затем через изолированные медные проводники *6*, присоединенные к гальванометру. В первом приближении разность температур горячих и холодных спаев пропорциональна падающему потоку радиации. В свою очередь термоток также приближенно пропорционален разности температур. Если шкала гальванометра линейна, то, таким образом, отклонения гальванометра должны быть пропорциональны измеряемому потоку радиации. Коэффициент пропорциональности — переводный множитель актинометра Савинова — Янишевского — получают путем сопоставления его показаний с результатами измерений по пиргелиометру Онгстрема.

Актинометр Савинова — Янишевского используется как для срочных измерений, так и для непрерывной регистрации прямой солнечной радиации. В последнем случае актинометр устанавливается на гелиостате, представляющем собой часовой механизм, автоматически направляющий актинометр на солнце. Ток, возникающий в цепи актинометра, регистрируется с помощью гальванографа. В актинометрической практике используются различные типы гальванографов, причем в последнее время все более широкое применение находят автоматические электронные потенциометры.

За рубежом в качестве актинометров используются различные модели приборов такого же типа, что и актинометр Савинова — Янишевского. К числу таких приборов принадлежат актинометры Молля — Горчинского, Линке — Фойснера и др.

§ 3. Приборы для измерения суммарной, рассеянной радиации и альбедо

1. Пиранометр Янишевского. В СССР основным прибором для измерения рассеянной и суммарной радиации является пи-

ранометр Ю. Д. Янишевского. Приемник пиранометра Янишевского представляет собой поверхность, составленную из системы последовательно соединенных полосок манганин-константановых термоэлементов (рис. 10 *В* и *Г*; манганиновые полоски заш-

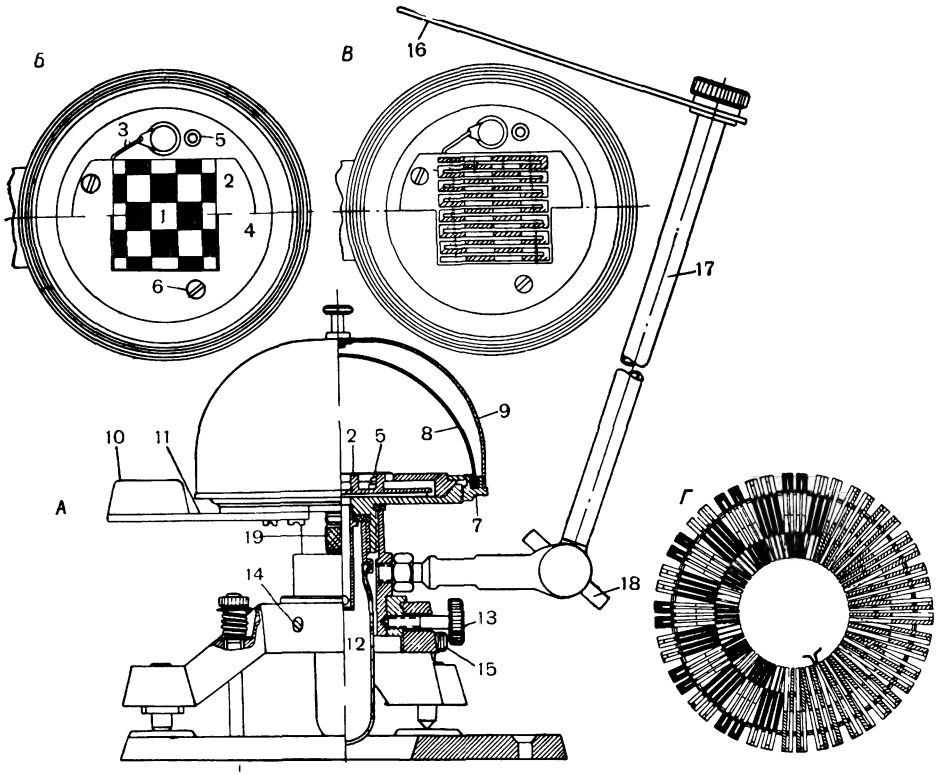


Рис. 10. Пиранометр Янишевского.

1 — батарея; *2* — съемная плита; *3* — корпус; *4* — диафрагма; *5* — штифт; *6* — винт, препятствующий проворачиванию диафрагмы; *7* — кольцо; *8* — стекло; *9* — колпак для определения места нуля, *10* — уровень; *11* — пластинка; *12* — сушилка; *13* — винт, которым можно направить пиранометр к солнцу всегда одной стороной; *14* — шпильки; *15* — установочные винты; *16* — экран; *17* — разборный трубчатый стержень, положение которого фиксируется винтом; *18, 19* — клеммы, снабженные предохранителями против проворачивания и потери гаек.

трихованы). Термоэлементы располагаются либо в виде прямоугольной сетки (рис. 10 *Б, В*), либо радиально относительно центра приемной поверхности пиранометра. Горячие спаи термоэлементов окрашены сажей в черный цвет, а холодные — магнезией в белый цвет. Приемная поверхность имеет при этом вид поля, состоящего из черных и белых клеток. Для предотвращения влияния ветра на показания пиранометра его приемная

поверхность закрыта полусферическим стеклянным колпаком (рис. 10 *А*).

При падении на приемную поверхность прямой солнечной и рассеянной радиации между горячими и холодными спаями возникает разность температур, приближенно пропорциональная измеряемому потоку радиации. Так как разность температур, возникающая в цепи термобатареи, термоэдс и отклонение стрелки гальванометра, присоединенного к актинометру, связаны между собой соотношениями прямой пропорциональности, то по отклонениям стрелки гальванометра можно судить о величине падающего на приемную поверхность потока радиации.

При измерении потока рассеянной радиации приемная поверхность пиранометра затеняется от прямой солнечной радиации с помощью специального экрана (рис. 10 *А*). Пиранометр является относительным прибором. Определение переводного множителя (градуировка) пиранометра производится по методу солнце—тень: разность показаний незатененного и затененного от прямой солнечной радиации пиранометров, характеризующая величину потока прямой солнечной радиации, сравнивается с отсчетом по актинометру.

Существенно, что при обработке наблюдений по пиранометру необходимо учитывать зависимость переводного множителя прибора от угла падения радиации (зенитного расстояния солнца). Наличие у пиранометра угловой зависимости чувствительности, а также весьма заметной избирательности чувствительности для радиации различных длин волн требует введения к показаниям прибора так называемых угловой и спектральной поправок при измерениях рассеянной радиации. Эти поправки учитывают различия углового и спектрального распределений интенсивности рассеянной и прямой солнечной радиации.

Для непрерывной регистрации суммарной или рассеянной радиации пиранометр используется в комплексе с самописцами тех же типов, которые применяются для регистрации прямой солнечной радиации.

Пиранометры, специально приспособленные для измерений альбедо подстилающей поверхности, получили название альбедометров. В основном альбедометр отличается от пиранометра тем, что имеет приспособление, позволяющее попеременно переворачивать альбедометр приемной поверхностью вверх или вниз. В так называемом походном альбедометре для этого используется специальное шарнирное устройство. В настоящее время выпускаются также пиранометры на таком штативе, который позволяет использовать их без дополнительных приспособлений как в качестве пиранометров, так и в качестве альбедометров. В некоторых случаях для измерения альбедо используют и сдвоенные пиранометры, приемные поверхности которых обращены вверх и вниз. Это позволяет значительно сократить про-

межуток времени, в течение которого производится измерение альбедо, что очень важно, так как суммарная (и соответственно отраженная) радиация может весьма быстро изменяться со временем. Трудность измерений альбедо с помощью сдвоенных пиранометров состоит, однако, в необходимости надежно определять и контролировать чувствительность каждого из пиранометров.

Пиранометры широко используются сейчас для измерений суммарной и отраженной радиации на различных высотах над земной поверхностью с самолетов, аэростатов или специальных мачт и вышек, а также для морских наблюдений с лодки или судна.

Пиранометры повышенной чувствительности (как правило, с использованием счетверенных термобатарей обычных пиранометров) применяются в качестве подводных, подснежных и подледных пиранометров для измерения коротковолновой радиации, проникающей в воду, снег и лед.

2. Зарубежные модели пиранометров. За рубежом используется очень большое количество моделей пиранометров, однако почти все приборы по своему принципу являются термоэлектрическими.

Весьма широкое распространение получил так называемый соляриметр Молля—Горчинского. Этот прибор по своей конструкции близок к пиранометру Янишевского. Имеется, однако, существенное различие — приемная поверхность соляриметра зачернена. Холодные спаи термобатареи находятся в хорошем тепловом контакте с массивными металлическими частями прибора. Приемная поверхность в различных моделях пиранометра Молля—Горчинского закрыта одним или двумя (расположенными концентрически) стеклянными колпаками.

В США в качестве сетевого пиранометра применяется так называемый пиргелиометр Эпплея. Приемная поверхность этого пиранометра представляет собой два тонких плоских концентрических кольца, изготовленных из серебра, одно из которых зачернено, а другое покрыто окисью магния. К первому из колец прикреплены (с внутренней стороны) горячие спаи, ко второму — холодные. В центре колец находится диск, покрытый окисью магния. Приемная поверхность помещена внутрь сферической колбы, заполненной сухим воздухом и герметически изолированной от внешней среды.

Для регистрации суммарной радиации, помимо упомянутых приборов, широко используется пиранометр, получивший название биметаллического актинографа Робича. Хотя этот прибор весьма несовершенен (ошибки измерений составляют не менее 5—10%), он и сейчас применяется сравнительно широко.

По своему принципу пиранометр Робича аналогичен актинометру Михельсона. Приемной поверхностью пиранометра служат

три составленные вплотную биметаллические пластинки (примерно 8,5×1,5 *см*). Внешняя (верхняя) поверхность центральной пластинки зачернена. Пара внешних пластинок покрыта белой краской. Деформация центральной пластинки в результате нагревания за счет поглощения суммарной радиации с помощью рычагов передается перу, которое фиксирует на ленте изменения показаний прибора. Отклонение пера пропорционально разности температур зачерненной и белых пластинок и, следовательно, измеряемому потоку суммарной радиации. Приемная поверхность пиранометра закрыта стеклянным колпаком.

В настоящее время существует очень много модификаций пиранометра Робича, но в принципиальном отношении все эти приборы одинаковы.

Весьма распространенным прибором, в особенности в работах по радиации, связанных с биологическими проблемами, является сферический пиранометр Беллани. Приемная часть этого прибора представляет собой две концентрически расположенные стеклянные сферы, из которых одна (внутренняя) имеет металлическое покрытие, поглощающее коротковолновую радиацию. Таким образом, внешняя поверхность внутренней сферы является приемной поверхностью, а внешняя сфера служит для защиты от ветра и других атмосферных воздействий. Воздух из пространства между двумя сферами откачан, и поэтому там имеет место довольно высокий вакуум, что позволяет изолировать внутреннюю сферу пиранометра от теплообмена посредством теплопроводности с внешней средой. Внутренняя сфера содержит очень чистый этиловый спирт, который испаряется за счет тепла, выделяемого при поглощении радиации металлической поверхностью. Пары спирта выходят через тонкую трубку и конденсируются в прикрепленной к сфере вертикальной трубке с делениями. Количество спирта, сконденсировавшегося в трубке за день и половину дня, является линейной функцией количества энергии, достигающей приемной поверхности. Градуировка пиранометров Беллани производится по методу солнце—тень. Разность показаний двух пиранометров, один из которых затенен от прямой солнечной радиации, сравнивается с показаниями актинометра. Если S — сумма прямой солнечной радиации, измеренная по актинометру за определенный промежуток времени, а Δx — разность толщин слоев жидкости, сконденсировавшейся в незатененном и затененном пиранометрах, то переводный множитель k определяется из соотношения

$$k = \frac{S}{4\,\Delta x}. \tag{2.3}$$

Коэффициент «4» вводится для учета того факта, что поверхность сферы в четыре раза превосходит площадь ее поперечного сечения. Определив таким образом переводный множитель,

можно затем использовать его для обработки показаний пиранометра при измерении прихода суммарной и отраженной радиации на поверхности сферы. Ошибка измерений дневных сумм радиации с помощью пиранометра Беллани, по оценкам П. Курвуазье и Г. Верзеевского, не превышает 3%.

§ 4. Приборы для измерения яркости и освещенности

В настоящее время нет стандартных приборов для измерения яркости (световой интенсивности радиации) и освещенности (светового потока радиации) в естественных условиях, которые были бы достаточно общеупотребительными. Это отчасти связано с тем, что распространенность измерений яркости и освещенности мала по сравнению с масштабами актинометрических наблюдений.

Для измерений яркости и освещенности используются два типа фотометров — визуальные и фотоэлектрические. Последние значительно более удобны в том отношении, что они позволяют осуществлять автоматическую регистрацию. Один и тот же фотометр можно использовать как для измерений яркости, так и для измерений освещенности в зависимости от того, является ли его приемная поверхность открытой в пределах полусферы (для измерения освещенности) или ограничена достаточно малым углом зрения (для измерения яркости).

В СССР для измерений естественной освещенности применялся визуальный фотометр Вебера—Былова (рис. 11 *а*). Свет, падающий на матовое стекло *2*, являющееся приемной поверхностью, проходит через вертикальную металлическую трубу *1*, дополнительное стекло *3* и достигает кубика Люммера *10*. На участке диагонального сечения кубика *xy* (рис. 11 *б*) имеется углубление, заполненное воздухом; в результате на этом участке происходит полное внутреннее отражение света, идущего сверху. Прошедший через кубик Люммера свет (в виде пучка лучей в пространстве между двумя коаксиальными цилиндрами) попадает далее в трубку окуляра *4*, снабженного прямоугольной призмой *5*, поворачивающей световой поток на 90° и направляющей его в глаз наблюдателя. Наличие призмы *5* позволяет наблюдателю вести измерения сидя перед выходным отверстием окуляра, расположенным в вертикальной плоскости. В направлении, перпендикулярном падающему естественному свету, кубик Люммера освещается световым потоком от электрической лампы *7*, расположенной в трубе *6*. На пути к кубику этот световой поток проходит через матовое стекло *9*, которое с помощью специальной кремальеры и винта может перемещаться вдоль трубы *6*. Шкала *8*, укрепленная на наружной поверхности трубы *6*, служит для определения расстояния молочного стекла *9* от лампы *7*. Достигая кубика Люммера, свет от лампы *7* проходит через этот кубик в направлении падения, за исключением участка *xy*,

где происходит полное внутреннее отражение светового потока по направлению оси трубки окуляра. Таким образом, центральная часть светового потока, идущего вдоль оси трубки окуляра и попадающего затем в глаз наблюдателя (кружок *mn*), оказывается заполненной светом, идущим от лампы *7*, служащей источником сравнения. Остальная часть кружка *MN* заполнена светом, идущим от неба. Изменяя положение молочного стекла *9* таким образом, чтобы уравнять освещенность двух участков кружка *MN*, и зная по результатам градуировки прибора освещенность участка *mn* при определенном положении молочного стекла *9*,

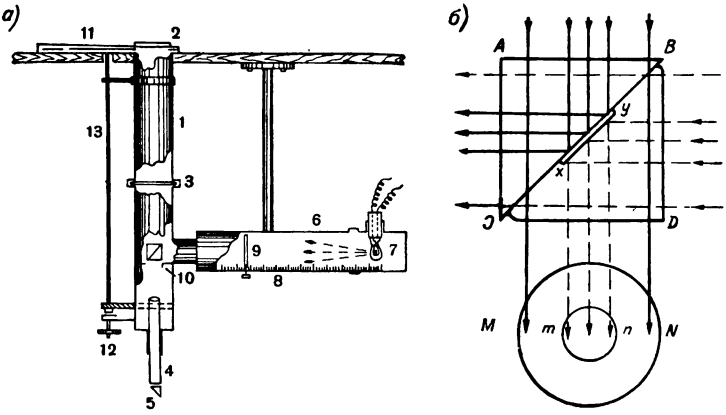


Рис. 11. Схема фотометра Вебера—Былова.

можно тем самым определить освещенность, создаваемую естественным светом. В верхней части трубы *1* расположен диск *11* с диафрагмами, которые могут устанавливаться под молочным стеклом *2* с помощью рукоятки *12*, укрепленной на штанге *13*, в зависимости от величины измеряемой освещенности. Для выравнивания цветности световых полей в горизонтальной трубе *6* расположен синий светофильтр. Фотометр Вебера—Былова может использоваться для измерений как суммарной освещенности, так и освещенности рассеянной радиацией. В последнем случае фотометр затеняется экраном от прямой солнечной радиации.

Из фотоэлектрических фотометров наиболее распространенными являются такие, в которых в качестве приемников радиации используются селеновые фотоэлементы. Причина этого состоит в том, что селеновые фотоэлементы имеют спектральную чувствительность, ближе всего совпадающую со спектральной чувствительностью глаза.

При измерениях освещенности, особенно в том случае, когда используются фотоэлементы, в качестве составной части фото-

метра нередко применяется так называемый светомерный шар (шаровой фотометр, шар Ульбрихта). Светомерный шар представляет собой сферу, внутренняя поверхность которой покрыта белой краской, неселективно и ортотропно (по закону Ламберта) отражающей радиацию. (В качестве краски чаще всего используется окись магния, цинковые белила или сернокислый барий.) Представим себе, что в верхней части шара сделано горизонтально расположенное отверстие, через которое внутрь шара попадает суммарная радиация. Если на внутренней поверхности шара в месте, которое не освещается прямым светом, попадающим внутрь шара через приемное отверстие, сделано второе отверстие, через которое свет направляется на приемник радиации (или в это второе отверстие непосредственно вставлен приемник радиации), то показания последнего будут прямо пропорциональны величине освещенности горизонтальной поверхности. Существенно, однако, чтобы радиусы отверстий были значительно меньше радиуса шара. Светомерный шар широко используется в фотометрии также для измерений отражения, пропускания и поглощения радиации различными образцами.

Следует заметить, что для приближенной характеристики светового режима могут быть использованы данные по суммарной (или рассеянной) радиации, поскольку в первом приближении существует линейная связь между энергетическими и световыми потоками радиации.

§ 5. Приборы для измерения радиационного баланса и эффективного излучения

В настоящее время проблема измерения потоков теплового (длинноволнового) излучения и радиационного баланса еще далека от своего разрешения, хотя за последние годы предложено большое число новых конструкций пиргеометров и балансомеров. Более того, если коротковолновую радиацию можно измерять с достаточно высокой степенью точности, то наиболее надежные приборы для измерения потоков теплового излучения позволяют достичь точности, не превышающей обычно 10—15%. Особенно плохо обстоит дело с приборами для измерения потоков теплового излучения в дневное время.

Наиболее распространенным прибором для измерения эффективного излучения в ночное время и радиационного баланса в дневное время является в СССР балансомер Ю. Д. Янишевского. За последнее время Д. Л. Лайхтманом и Н. В. Кучеровым разработан новый прибор, получивший название дифференциального балансомера. Интересные модели балансомера и пиргеометра сконструированы Б. А. Айзенштатом, А. П. Браславским и другими авторами.

1. Балансомер Янишевского. Приемная часть балансомера (рис. 12) представляет собой две тонкие медные пластины *1*, на-

ружные поверхности которых зачернены. К внутренним поверхностям пластин прикреплены горячие и холодные спаи десяти термобатарей по 32 термоэлемента каждая. Между спаями термобатарей проложены медные брусочки, обеспечивающие тепловой контакт верхней и нижней пластин балансомера. Приемные пластины балансомера крепятся в квадратном отверстии отникелированного латунного диска *2*, с которым пластины находятся в хорошем тепловом контакте. Приемная часть балансомера с помощью специального шарнирного устройства *3* устанавливается в горизонтальном положении. Для затенения приемной

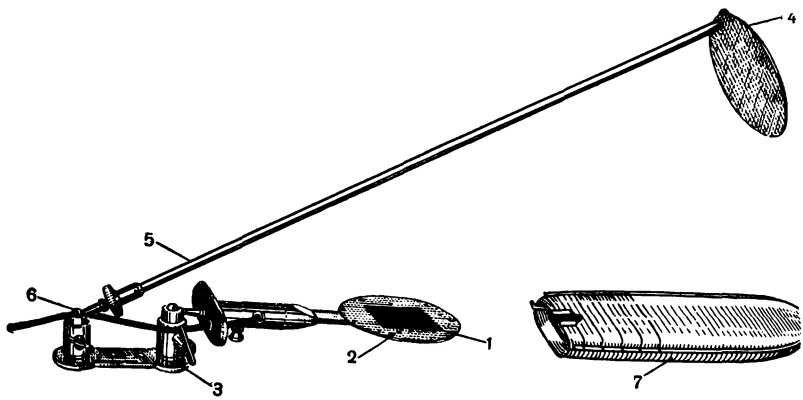


Рис. 12. Балансомер Янишевского, установленный на шарнире с затенителем.

поверхности от солнца служит экран *4*, который с помощью штанги *5* и шарнира *6* может быть установлен в нужном положении. Балансомер снабжен крышкой *7*, которой он закрывается на время между сроками наблюдений.

Принцип действия балансомера основан на том, что разность температур верхней и нижней пластин балансомера (и, следовательно, сила тока в цепи термобатареи) пропорциональна измеряемой величине радиационного баланса. Прибор градуируется по методу солнце—тень: разность показаний затененного и незатененного балансомеров сравнивается с показаниями актинометра. Поскольку приемные поверхности балансомера всегда обдуваются ветром, переводный множитель оказывается зависящим от скорости ветра. Поэтому необходимо для каждого экземпляра прибора определять зависимость переводного множителя от скорости ветра, что может быть осуществлено как в лабораторных, так и в естественных условиях. Иногда при обработке показаний балансомеров принимают во внимание такие факторы, как неодинаковость чувствительности верхней и нижней сторон

балансомера, различие в чувствительности для коротковолновой и длинноволновой радиации и некоторые другие.

Балансомер может быть использован также как пиргеометр. В этом случае нижняя приемная поверхность закрыта снизу экраном, зачерненным изнутри и блестящим снаружи. С помощью пиргеометра измеряется радиационный баланс зачерненной приемной поверхности этого прибора. Следует заметить, что такие приборы иногда называют также эффективными пиранометрами. Радиационный баланс подстилающей поверхности может быть найден по разности показаний пиргеометра, последовательно обращенного приемной поверхностью вверх и вниз.

В актинометрической практике довольно широко использовались (сейчас эти приборы выходят из употребления) различные специальные конструкции пиргеометров. К их числу относится, например, пиргеометр Савинова—Янишевского, основанный на том же принципе измерения радиации, что и пиранометр Янишевского. В этом пиргеометре приемная поверхность представляет собой систему металлических полосок, половина которых зачерненная, а другая половина блестящая. К полоскам прикреплены спаи термобатареи. Ток в цепи термобатареи, пропорциональный разности температур черных и блестящих полосок, является мерой радиационного баланса черных полосок. Так же как и в случае балансомера, переводный множитель пиргеометра существенно зависит от скорости ветра. Пиргеометр градуируется путем сравнения его показаний с показаниями балансомера. Поскольку пиргеометр используется, как правило, только для ночных измерений, применяется также метод градуировки пиргеометра по черному телу.

В этом случае источником радиации, падающей на приемную поверхность пиргеометра, является черное тело, осуществляемое обычно либо в виде отверстия в полости, либо в форме «снежного неба» — полусферы, заполненной снегом (как было упомянуто в главе I, снег обладает очень высокой относительной излучательной способностью). Зная температуру черного тела и, следовательно, поток излучения, падающий на приемную поверхность пиргеометра, а также температуру пиргеометра, нетрудно найти переводный множитель последнего.

Пиргеометры, подобно балансомерам, имеют неодинаковую чувствительность к коротковолновой и длинноволновой радиации. Поэтому результаты градуировок по черному телу и путем сравнения с балансомером, проградуированным по методу солнце—тень, как правило, не совпадают.

Существует весьма значительное количество компенсационных пиргеометров, в которых величина эффективного излучения (эти приборы также используются только для ночных измерений) определяется по силе тока, пропускаемого через зачерненные полоски для выравнивания температур зачерненных и блестя-

щих полосок. Именно таким образом устроен, например, компенсационный пиргеометр К. Онгстрема. В других моделях компенсационных пиргеометров (конструкции Г. Фалькенберга, А. П. Браславского, А. С. Шейнессона и др.) вся приемная поверхность зачернена и холодные спаи либо висят в воздухе внутри прибора, либо находятся в хорошем тепловом контакте (но электрически изолированы) с массивными металлическими частями прибора. Важным преимуществом компенсационных пиргеометров является снижение у этих приборов зависимости переводного множителя от скорости ветра. Другое достоинство компенсационных пиргеометров состоит в том, что в принципе они могут быть использованы как абсолютные приборы. Однако следует заметить, что практическое использование компенсационного пиргеометра в качестве абсолютного прибора требует очень большой тщательности в определении его характеристик и обработке результатов наблюдений. По этой причине, как правило, компенсационные пиргеометры используются в качестве относительных приборов.

2. Дифференциальный балансомер Лайхтмана и Кучерова. Идея, положенная в основу конструкции этого прибора, может быть кратко охарактеризована следующим образом. Представим себе, что на некоторую зачерненную приемную пластину падает подлежащий измерению поток радиации. В результате поглощения этого потока радиации и теплообмена с воздухом, температура которого равна $T_в$, пластина примет некоторую равновесную температуру T_0. Пусть, например, $T_0 > T_в$. Отняв от пластины искусственным образом некоторое количество тепла, можно понизить ее температуру до значения $T < T_в$. Если прекратить затем охлаждение пластины, то она начнет нагреваться и в определенный момент времени $t = t_0$ примет температуру, равную температуре воздуха. Очевидно, что в этот момент теплообмен пластины с воздухом будет равен нулю. Для того чтобы добиться такого же результата в том случае, когда $T_0 < T_в$, необходимо, по-видимому, нагреть приемную пластину до температуры $T > T_в$, а затем предоставить ей возможность охлаждаться. Если нижняя поверхность пластины экранирована поверхностью, имеющей такую же температуру, что и нижняя поверхность, то в таком случае уравнение теплового баланса приемной пластины в указанный выше момент времени примет вид

$$c\left(\frac{dT}{dt}\right)_{t=t_0} = F_п - \delta\sigma T_в^4 П, \qquad (2.4)$$

где c — теплоемкость пластины; $F_п$ — количество лучистой энергии, поглощаемое верхней поверхностью пластины; δ — относительная излучательная способность и $П$ — площадь поверхности пластины.

Из этого уравнения получаем для потока радиации F, поглощаемого верхней поверхностью пластины,

$$F = \frac{F_{\text{п}}}{\text{П}} = \frac{c}{\text{П}} \left(\frac{dT}{dt} \right)_{t=t_0} + \delta\sigma T_{\text{в}}^4. \qquad (2.5)$$

Величина радиационного баланса верхней поверхности пластины $R = \frac{F_{\text{п}}}{\text{П}} - \delta\sigma T_{\text{в}}^4$ может быть найдена по такому соотношению:

$$R = \frac{c}{\text{П}} \left(\frac{dT}{dt} \right)_{t=t_0}. \qquad (2.6)$$

Величина производной $\left(\frac{dT}{dt} \right)_{t=t_0}$ в формулах (2.5) и (2.6) определяется по углу наклона касательной к кривой зависимости показаний гальванометра от времени в точке $t = t_0$.

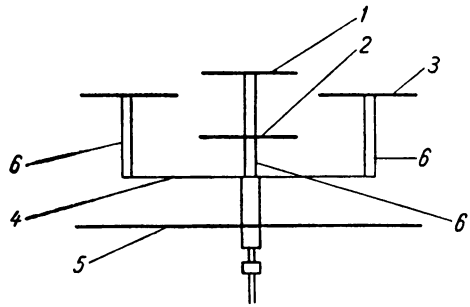


Рис. 13. Схема дифференциального балансомера Лайхтмана—Кучерова.

Устройство дифференциального балансомера схематически изображено на рис. 13. Приемная пластина *1* экранирована снизу контрольной пластиной *2*. Последняя благодаря наличию диафрагмы *3* и защитных дисков *4* и *5* защищена от воздействия радиации и имеет температуру, близкую к температуре воздуха. Все пластины изготовлены из листовой красной меди толщиной 0,2 *мм* и скреплены эбонитовыми стойками *6*. Верхняя поверхность приемной пластины зачернена; внутренняя ее поверхность, а также поверхности диафрагмы, контрольного и защитных дисков отникелированы. К внутренним сторонам пластин *1* и *2* прикреплены спаи термоэлемента, выводы которого подключаются к гальванометру. Момент равенства температур пластин *1* и *2* определяется отсутствием тока в цепи гальванометра.

3. Балансомер Айзенштата. Интересный термоэлектрический балансомер с «гелиокомпенсацией» сконструирован Б. А. Айзенштатом. Принцип гелиокомпенсации состоит в закрытии верхней приемной пластины балансомера полупрозрачным экраном, уменьшающим приход прямой солнечной радиации в такой степени, чтобы температура верхней и нижней пластин балансомера была одинаковой (равенство температур пластин фиксируется по отсутствию тока в цепи термобатареи балансомера). Нетрудно понять, что при скомпенсированном балансомере радиационный

баланс равен количеству солнечной радиации, задержанной экраном. Последнее может быть определено, если измерен полный поток прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность и известен коэффициент, характеризующий долю солнечной радиации, задержанной экраном. Таким образом, измерения с помощью балансомера должны в данном случае всегда сопровождаться наблюдениями по актинометру или пиранометру. Существенное преимущество балансомера Айзенштата состоит в том, что при измерении радиационного баланса по методу гелиокомпенсации отпадает необходимость в градуировке системы балансомер—гальванометр. Важно, однако, при этом, чтобы чувствительность обеих приемных пластин балансомера была одинаковой. Описанный прибор может применяться только днем при положительном радиационном балансе и при солнце, не закрытом облаками среднего и нижнего ярусов. Это означает, что подобный прибор не годится для сетевых измерений. Однако как контрольный прибор он, несомненно, представляет интерес.

В качестве полупрозрачного экрана Б. А. Айзенштат предлагает использовать секторный экран, вращаемый электромоторчиком. Специальное лабораторное исследование показало, что изменение скорости обдувания балансомера от 0 до 6,5 *м/сек* не влияет на показания балансомера. Полевые испытания подтвердили надежность работы прибора в естественных условиях. Недостатком прибора является слишком значительное затенение неба секторным экраном.

4. Зарубежные модели балансомеров. В настоящее время за рубежом используется около двадцати различных моделей балансомеров. Такое большое разнообразие моделей определяется в первую очередь отсутствием достаточно надежного и удобного в обращении прибора, которому могло бы быть отдано предпочтение. Главная трудность при измерениях радиационного баланса состоит в необходимости исключить влияние ветра на показания балансомера. Преодоление этой трудности возможно тремя путями: 1) искусственным обдуванием приемной поверхности прибора, позволяющим сделать ветровую поправку постоянной; 2) защитой приемной поверхности от влияния ветра с помощью светофильтра; 3) использованием компенсационного принципа измерения радиационного баланса. Упомянем в этой связи некоторые типы балансомеров.

В так называемом вибрационном балансомере Г. Фалькенберга обдувание достигается за счет быстрых вибраций приемной поверхности. Приемная поверхность этого прибора представляет собой зачерненную с обеих сторон слюдяную пластинку 2×4 *см*^{2}. На каждой стороне пластинки располагается по 12 манганин-константановых термоспаев. Приемная пластинка прикреплена к стальной полосе длиной 14 *см*, которая колеблется под влиянием эксцентрика, вращаемого электромотором. Лабораторные

исследования вибрационного балансомера показали, что при достаточно высокой частоте колебаний приемной поверхности переводный множитель практически не зависит от скорости ветра, если она не превышает 10 *м/сек*.

В балансомере Г. Скайба приемная поверхность представляет собой кольцо, которое быстро вращается с помощью электромотора. При этом напряжение на термобатарее измеряется индукционным методом.

И. Гир и Р. Данкл сконструировали балансомер, приемная поверхность которого обдувается потоком воздуха, создаваемым вентилятором с насадкой в виде конфузора, имеющего щелевидное выходное отверстие. Этот прибор получил в настоящее время довольно широкое распространение в США. Аналогичный прибор сконструирован в Финляндии.

Разумеется, любой обдуваемый балансомер не может полностью стабилизировать влияние ветра, поскольку для этого требуется во многих случаях слишком большая скорость обдувания. В связи с этим неоднократно предлагались такие конструкции балансомеров и пиргеометров, в которых влияние ветра исключалось путем закрытия приемной поверхности светофильтром, прозрачным для теплового излучения. В СССР еще в 1941 г. Б. П. Александров и А. В. Куртенер построили пиргеометр с плоским светофильтром из каменной соли, покрытой селеном. Позднее С. Б. Хволес сконструировала пиргеометр с плоским светофильтром из сильвина, покрытого тонким слоем селена. Это направление получило за последние годы широкое развитие за рубежом. Так, например, С. Штерн и Ф. Шварцман предложили пиргеометр с полусферическим колпаком из КРС-5. (Этот светофильтр хорошо прозрачен для длинноволновой и отчасти коротковолновой радиации.) Такой же светофильтр был применен в радиометре Д. Хотона и А. Бруера.

В ряде моделей балансомеров и пиргеометров (Р. Шульце, И. Георги, П. Курвуазье и др.) в качестве светофильтра используется полиэтилен, хорошо прозрачный в широкой области спектра, от 0,3 до 100 μ. Балансомер Р. Шульце представляет собой два спаренных пиргеометра, обращенных приемными поверхностями вверх и вниз. Приемные поверхности закрыты полусферическими колпаками из полиэтилена.

К. Вагнером сконструирован компенсационный балансомер, который по устройству своей приемной части напоминает балансомер Янишевского. Температуры приемных поверхностей в балансомере Вагнера выравниваются за счет нагревания одной из них электрическим током. Величина компенсационного тока служит мерой радиационного баланса. Наличие равенства температур обеих приемных поверхностей позволяет исключить влияние ветра на показания прибора.

В большинстве случаев при актинометрических измерениях

применяется регистрирующая аппаратура (в частности, для автоматического интегрирования получаемых величин). В качестве регистрирующей аппаратуры используются различные типы стандартных самописцев (электронные потенциометры, шлейфные осциллографы и др.).

§ 6. Основные типы аппаратуры для спектральных измерений

Наиболее простым и доступным способом исследования радиации в различных областях спектра является использование светофильтров. Значительно более сложный, но и гораздо более совершенный путь монохроматизации излучения состоит в применении монохроматоров. И в том, и в другом случае разнообразие применяемых технических средств очень велико. Это объясняется в первую очередь тем, что в настоящее время отсутствует аппаратура, которая была бы разработана специально для спектральных исследований в области актинометрии. Ниже будет дана лишь самая краткая характеристика основных типов аппаратуры для спектральных измерений.

1. Применение светофильтров. В настоящее время разработаны светофильтры для самых различных областей спектра — от ультрафиолетовой до инфракрасной. В практике спектральных измерений используются как твердые (в виде пластинок), так и жидкие (плоский слой жидкости) светофильтры. Однако для актинометрии наиболее удобны твердые светофильтры. Основные требования, предъявляемые к актинометрическому светофильтру, заключаются в том, чтобы оптические свойства светофильтра были устойчивыми по отношению к внешним воздействиям (температуре, влажности, осадкам и др.), а сами светофильтры были достаточно простыми в обращении. Этим требованиям удовлетворяют стеклянные светофильтры. Именно поэтому стеклянные светофильтры нашли в актинометрии наиболее широкое применение.

Международная комиссия по радиации рекомендует использовать в качестве стандартных следующие светофильтры Шотта:

Марка светофильтра	Область пропускания, $m\mu$	Толщина, *мм*
OG_1	525—2800	2,4
RG_2	630—2800	1,5
RG_8	710—2700	3,0

Напомним в связи с этим, что область пропускания обычного бесцветного стекла и кварца характеризуется следующими границами: 350 —2800 $m\mu$ (стекло), 250—4000 $m\mu$ (кварц).

Естественно, что величина функции пропускания светофильтра для любой длины волны всегда меньше единицы. С другой стороны, идеальным светофильтром можно было бы считать такой, пропускание которого равно единице в исследуемой области спектра и нулю за пределами изучаемой области спектра.

Для сравнения спектральных характеристик реального и идеального светофильтров вводят понятие о редукционном множителе R, который определяется как такой не зависящий от длины волны коэффициент, на который надо умножить пропускание реального светофильтра, чтобы получить пропускание идеального светофильтра.

Нетрудно понять, что редукционный множитель является величиной, обратной среднему пропусканию светофильтра P, определяемому формулой

$$P = \frac{\int_0^\infty S_\lambda P_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty S_\lambda d\lambda}, \tag{2.7}$$

где S_λ — распределение энергии в спектре источника излучения; P_λ — спектральное пропускание светофильтра.

В связи с понятием о редукционном множителе и среднем пропускании светофильтра важное значение имеет определение эффективной длины волны светофильтра, которую рассчитывают обычно по следующей формуле:

$$\lambda_{эфф} = \frac{\int_0^\infty S_\lambda P_\lambda \lambda d\lambda}{\int_0^\infty S_\lambda P_\lambda d\lambda}. \tag{2.8}$$

При использовании селективных приемников радиации формулы (2.7) и (2.8) заменяются более общими:

$$P = \frac{\int_0^\infty S_\lambda P_\lambda V_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty S_\lambda V_\lambda d\lambda}; \tag{2.9}$$

$$\lambda_{эфф} = \frac{\int_0^\infty S_\lambda P_\lambda V_\lambda \lambda d\lambda}{\int_0^\infty S_\lambda P_\lambda V_\lambda d\lambda}, \tag{2.10}$$

где V_λ — спектральная чувствительность приемника излучения.

В табл. 11 приведены результаты произведенных в разные годы в Давосе определений редукционного множителя для упомянутых выше светофильтров, а также для обычного стекла или кварца.

Как видно из таблицы, величина редукционного множителя несколько колеблется от года к году. Это означает, что оптиче-

Таблица 11

Величина редукционного множителя, по данным измерений в Давосе с 1930 по 1957 г.

Годы	Светофильтры			Стекло или кварц
	OG_1	RG_2	RG_8	
1930—32	1,124±0,3%	1,145±0,5%	—	1,080±0,5%
1937—39	1,118±0,3%	1,118±0,5%	—	—
1949—51	1,130±0,5%	1,135±0,5%	1,135±3,5%	—
1952—53	1,095±0,5%	1,130±0,5%	1,070±2,0%	—
1954	1,099±0,5%	1,111±0,5%	1,092±1,0%	—
1955	1,112±0,5%	1,112±0,5%	1,097±0,5%	—
1956	1,099±1,0%	1,100±0,5%	(1,13)	—
1957	1,105±0,5%	1,098±1,0%	1,082±1,5%	1,072±0,5%

ские свойства светофильтров не остаются строго постоянными. В частности, установлено, что коротковолновая граница пропускания светофильтров смещается в сторону длинных волн с увеличением температуры. Поэтому данные табл. 11, строго говоря, относятся к диапазону температур от 10 до 35°. Если температура светофильтра лежит вне этого диапазона, к величине редукционного множителя следует вводить температурные поправки. Средние величины таких поправок составляют: +0,02% на 1°С для OG_1; +0,03% на 1°С для RG_2 и +0,04% на 1°С для RG_8.

В табл. 12 приведены данные о пропускании для светофильтров Шотта после приведения пропускания реальных светофильтров путем умножения на редукционный множитель. Поскольку индивидуальные характеристики светофильтров могут несколько (а иногда заметно) различаться, данные табл. 12 следует рассматривать как примерные.

Рассмотрение этой таблицы показывает, что хотя на протяжении весьма широких интервалов спектра спектральные характеристики фильтров Шотта являются «плоскими», тем не менее даже и после приведения эти характеристики значительно отличаются от идеальных. Заметим при этом, что появление величин пропускания, превышающих 100%, является результатом приведения реальных величин пропускания.

Существенной особенностью светофильтров Шотта (и, как правило, вообще стеклянных светофильтров) является наличие у них очень широких спектральных диапазонов пропускания радиации. Для того чтобы сузить диапазон пропускания, можно воспользоваться комбинацией результатов измерений с помощью разных светофильтров.

Располагая данными измерений потоков интегральной прямой солнечной радиации S и спектральных потоков, измеренных

Таблица 12

Приведенные данные о спектральной прозрачности (%) светофильтров Шотта

λ $m\mu$	500	505	510	515	520	525	530	535	540	545	550	560	580
OG_1	0	0	1	3	18	56	79	89	95	97	98	99	100
λ $m\mu$	600	605	610	615	620	625	630	635	640	645	650	660	680
OG_1	101										101		
RG_2	0	0	1	5	16	35	58	75	86	92	96	99	100
λ $m\mu$	690	695	700	705	710	715	720	725	730	740	760	780	800
OG_1			101										101
RG_2			101										101
RG_8	1	3	11	28	50	67	80	88	93	97	99	99	98

λ $m\mu$	900	1000	1200	1500	1750	2000	2200	2400	2600	2700
OG_1	100	99	99	100	100	100	99	97	96	80
RG_2	101	100	99	100	101	100	100	98	97	90
RG_8	100	101	102	100	100	99	98	97	86	50

λ $m\mu$	2800	3000	3500	4000	4500	5000	Границы области пропускания идеального светофильтра, $m\mu$
OG_1	42	20	9	11	0	0	525—2800
RG_2	50	15	5	9	1	0	630—2800
RG_8	26	15	5	8	1	0	710—2700

путем использования светофильтров OG_1 (S_1), RG_2 (S_2) и RG_8 (S_8), и учитывая значения редукционных множителей светофильтров (соответственно R_1, R_2, R_8), можно определить спектральные потоки солнечной радиации в областях спектра, указанных в табл. 13.

Таблица 13

Спектральные потоки прямой солнечной радиации, измеряемые с помощью светофильтров Шотта

Область спектра	Сокращенно	Длины волн, $m\mu$	Метод определения
Синяя и фиолетовая	S_b	$\lambda < 525$	$S - R_1S_1$
Желтая и зеленая	S_d	$525 < \lambda < 630$	$R_1S_1 - R_2S_2$
Коротковолновая	S_k	$\lambda < 630$	$S - R_2S_2$
Желтая и красная	S_D	$525 < \lambda < 710$	$R_1S_1 - R_8S_8$
Видимая	S_V	$\lambda < 710$	$S - R_8S_8$
Красная и инфракрасная . .	S_r	$\lambda > 630$	R_2S_2
Инфракрасная	S_i	$\lambda > 710$	R_8S_8

Отсюда видно, что комбинирование результатов измерений, осуществленных с помощью различных светофильтров, позволяет

получить весьма обширную информацию о спектральном составе радиации. Следует заметить, что выделение сравнительно узких полос пропускания возможно также путем комбинирования результатов измерений с помощью светофильтров одной и той же марки, но имеющих разную толщину. Так, например, использование светофильтров OG_1, имеющих толщину 1 и 4 *мм*, позволяет выделить довольно узкую полосу пропускания с центром около 530 $m\mu$.

В СССР, кроме светофильтров Шотта, применяются также стеклянные светофильтры производства Изюмского оптико-механического завода.

Описанные выше стеклянные светофильтры предназначены для исследований прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации в видимой и близкой инфракрасной областях спектра. Заметим при этом, что в тех случаях, когда измеряется рассеянная или суммарная радиация, нередко применяются полусферические светофильтры, которыми заменяется обычный стеклянный колпак пиранометра. При наличии только плоских светофильтров можно воспользоваться в качестве приемника радиации светомерным шаром, входное отверстие которого перекрывается плоским светофильтром.

Для выделения ультрафиолетовой радиации могут быть использованы стеклянные светофильтры специальных марок. С этой целью нередко применяют также тонкие слои серебра, напыленного на кварцевую пластинку. Такой светофильтр обладает узкой полосой пропускания с центром около 320 $m\mu$ и используется в приборах, предназначенных для спектроскопического определения общего содержания озона в атмосфере.

За последнее время достигнут большой прогресс в отношении светофильтров для инфракрасной области спектра. Для отфильтровывания инфракрасной радиации очень удобны, например, светофильтры из кристаллического германия, которые совсем непрозрачны для видимой радиации и хорошо пропускают инфракрасную радиацию в области спектра от 1,5—2 до 50—60 μ. Широкое использование для выделения инфракрасной радиации нашли также светофильтры марки КРС-5 (кристалл, представляющий собой двойную соль бромистого и йодистого таллия), обладающие областью пропускания примерно от 0,6 до 30—40 μ. Эти светофильтры пропускают, однако, и некоторое количество видимой радиации. В настоящее время получены также и стеклянные светофильтры, прозрачные для инфракрасной радиации в различных участках спектра вплоть до $\lambda = 21$ μ.

Значительный интерес представляют для актинометрии так называемые нейтральные светофильтры, имеющие неселективное пропускание как для коротковолновой, так и для длинноволновой радиации. В качестве нейтральных светофильтров удобно использовать пленки из полиэтилена, прозрачного для радиации

длин волн от 0,3 до 50 μ, за исключением узких интервалов вблизи 3, 5, 7 и 14 μ, где имеют место полосы поглощения.

Все упомянутые выше светофильтры имеют очень широкие области пропускания. Поэтому монохроматизация, осуществляемая с помощью таких светофильтров (даже при их комбинировании), является сравнительно грубой. В связи с этим за последние годы были предприняты попытки разработать светофильтры, обладающие настолько узкими полосами пропускания, чтобы они могли конкурировать со спектральной аппаратурой. Оказалось, что такими свойствами обладают металлические светофильтры, получившие название интерференционных. В последнее время разработаны также интерференционные светофильтры из многослойных диэлектриков. Как правило, интерференционные светофильтры имеют ширину полосы пропускания порядка 10—20 Å. Пропускание таких светофильтров в точке максимума колеблется обычно от 20 до 50%. Использование интерференционных светофильтров позволяет осуществлять весьма тонкие спектральные исследования.

2. Спектральная аппаратура[1]. Спектральные измерения радиации при решении различных задач актинометрии и атмосферной оптики обладают определенной спецификой. Однако, как уже отмечалось выше, до сих пор отсутствуют специальные типы стандартных приборов, предназначенных для подобных целей. Поэтому в качестве примера комплекса спектральных приборов, предназначенных для актинометрических исследований, ниже будет описана спектрофотометрическая аппаратура, разработанная на кафедре физики атмосферы Ленинградского государственного университета.

Аппаратура для измерений коротковолновой радиации. При создании аппаратуры для измерения спектрального распределения потоков прямой солнечной и рассеянной радиации в качестве приемников радиации употребляются большей частью фотоумножители. Практическая безынерционность последних позволяет применять скоростное сканирование спектра. Наибольшая точность фотометрирования достигается, с одной стороны, модулированием измеряемого потока радиации, что дает возможность освободиться от влияния паразитных засветок и уменьшить уровень шумов за счет применения избирательных усилителей, и, с другой стороны, автоматическим учетом изменения чувствительности аппаратуры в течение

[1] См. изложение общих вопросов, относящихся к спектральной аппаратуре, в книгах А. С. Топорца «Монохроматоры», Гостехиздат, М., 1955; А. А. Шишловского «Прикладная физическая оптика», Физматгиз, М., 1961; В. К. Прокофьева «Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов», Гостехиздат, Л., 1951; Р. Смита, Ф. Джонсона, Р. Чесмера «Обнаружение и измерение инфракрасного излучения», ИЛ, М., 1959.

серии измерений определяемой величины. Последнее может быть осуществлено при сравнении в каждый момент времени наблюдаемого потока радиации и потока радиации от высокостабилизированного источника эталонного излучения. Желательным является получение на выходе прибора нормального спектра, записанного в абсолютных единицах. Это может быть достигнуто

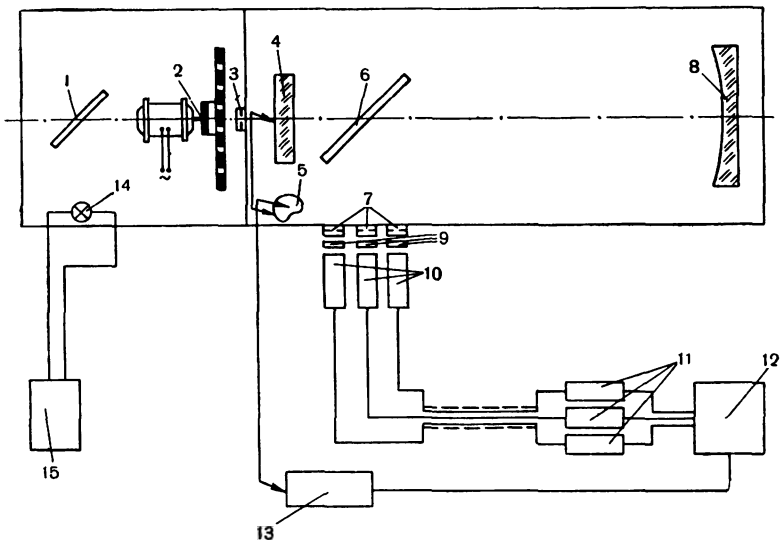


Рис. 14. Блок-схема скоростного спектрофотометра с дифракционной решеткой.

1 — полупрозрачное зеркало; *2* — модулятор; *3* — входная щель; *4* — решетка; *5* — кулачок качающегося устройства; *6* — плоское зеркало; *7* — выходная щель; *8* — сферическое зеркало; *9* — светофильтры; *10* — приемник излучения с предварительными усилителями; *11* — избирательные усилители; *12* — регистрирующее устройство; *13* — отметчик шкалы длин волн; *14* — источник эталонного излучения; *15* — блок питания источника эталонного излучения.

при обеспечении автоматического учета спектральной чувствительности приемника радиации и спектрального коэффициента пропускания монохроматора.

В соответствии с указанными требованиями В. В. Михайловым был разработан и осуществлен скоростной автоматический спектрофотометр для измерений спектральных потоков коротковолновой радиации. Прибор состоит из четырех основных узлов (рис. 14): модулятора светового потока *2*, монохроматора с дифракционной решеткой *4*, приемо-регистрирующей части *10* и источника эталонного излучения *14*.

Обтюратор прерывает исследуемый поток радиации с частотой 800 *гц*. Монохроматор спектрофотометра построен по схеме Эберта—Фасти. Он состоит из входной щели *3*, двух вогнутых сферических зеркал *8*, имеющих общий центр кривизны, реплики с 600 *штрихов/мм* и трех выходных щелей *7*. При такой схеме

удается скомпенсировать почти полностью все аберрации, кроме сферической. Рабочая спектральная область монохроматора охватывает диапазон длин волн от 250 до 1000 *мμ*. Обратная линейная дисперсия монохроматора в первом порядке равна 33 Å/*мм*. Периодическое сканирование спектра производится качанием решетки *4* с помощью кулачкового механизма *5*. Реперные отметки шкалы длин волн наносятся оптико-механическими отметчиками *13*. Диафрагма отметчика жестко связана с кулачком *5*, качающим реплику, чем достигается высокая воспроизводимость реперных отметок шкалы длин волн.

В качестве приемников излучения используются фотоэлектрические умножители *10*. За одной из выходных щелей установлен ФЭУ-18, за другой — ФЭУ ВЭИ-3, за третьей — ФЭУ-22. С помощью ФЭУ-18 регистрируется спектральная область от 250 до 380 *мμ*, с помощью ФЭУ ВЭИ-3 — область от 360 до 720 *мμ*, с помощью ФЭУ-22 — область от 560 *мμ* до 1 μ.

Для уменьшения рассеянного света внутри прибора и ликвидации спектров высших порядков перед фотоумножителями помещены светофильтры УФС-2, БС-8 и ОС-14 соответственно. Входные щели расположены так, что регистрация всех трех спектральных участков начинается одновременно.

Фототоки приемников усиливаются предварительными усилителями и через 10-метровый экранированный кабель подводятся к избирательным *RC*-усилителям, имеющим коэффициент усиления по напряжению порядка 100 *дб*. Фототоки частотой 800 *гц* выпрямляются диодным детектором, собранным по мостиковой схеме, и регистрируются 14-канальным шлейфным осциллографом Н-700. Постоянная времени усилительно-регистрирующей системы равна 40 *м/сек*. Проверка стабильности коэффициента чувствительности установки производится с помощью стабилизированного источника эталонного излучения.

Прибор смонтирован на поворотном устройстве, позволяющем легко наводить прибор на любую точку небесного свода. Эксплуатация прибора в полевых условиях показала его хорошую надежность в работе при различных погодных условиях.

Рассмотрим далее спектрофотометры, созданные на основе серийных спектральных приборов, дополненных рядом узлов.

Для измерения спектральных потоков суммарной и рассеянной радиации в области 0,29—1,1 μ использован монохроматор СФД-1, имеющий дифракционную решетку 600 *штрихов/мм* (рис. 15). Для обеспечения автоматической развертки спектра во времени ось поворотного столика решетки приводится во вращение электродвигателем через редуктор с переменным коэффициентом редукции.

Приемной частью прибора является шаровой фотометр — сфера диаметром 200 *мм*, имеющая три отверстия. Первое отверстие диаметром 20 *мм* расположено горизонтально и принимает

Рис. 15. Спектрофотометр для измерений потоков суммарной и рассеянной радиации.

радиацию, идущую от всей полусферы неба; второе отверстие соединено патрубком с входной щелью монохроматора. Третье отверстие, закрытое диафрагмой, служит для прохождения светового потока от эталонного источника света. Внутри сферы укреплены диафрагмы для устранения непосредственного попадания прямой радиации на щель монохроматора и на часть поверхности сферы (напротив входной щели монохроматора), величина которой обусловлена угловой апертурой монохроматора. Внутренняя поверхность сферы покрыта сернокислым барием. При измерении потоков рассеянной радиации применяется устройство, затеняющее солнце.

За выходной щелью монохроматора помещены на специальных салазках фотоумножители ФЭУ-18 и ФЭУ ВЭИ-3. Фотоумножители подсоединены к усилителям постоянного тока; регистрирующим прибором служит односекундный электронный потенциометр ЭПП-09.

Для измерений яркости неба фотографическим методом собран прибор на основе серийного спектрографа ИСП-51 (рис. 16). Рабочая спектральная область прибора 360—600 *mμ*. Спектрограф дополнен рядом узлов. Для уменьшения угла поля зрения на его коллиматорной части укреплена длинная труба, устройство которой обеспечивает сохранение светосилы спектрографа: конденсором с относительным отверстием, равным относительному отверстию объектива коллиматора спектрографа, параллельный поток радиации фокусируется на щель спектрографа. В этом случае угол поля зрения определяется размерами щели спектрографа и фокусным расстоянием конденсора (угол зрения равен 7°). Для устранения влияния рассеянного света труба имеет ряд диафрагм.

Вблизи конденсора и перед ним укреплена револьверная головка, снабженная затвором и дающая возможность последовательно помещать перед входной щелью три поляроида, лампу эталонного излучения или деполяризатор, представляющий собой два слоя кальки.

На выходную часть прибора помещена кассета с протягивающейся пленкой на 20 кадров. Спектрограф установлен на поворотном устройстве, при помощи которого можно направлять прибор на различные участки небесного свода и фиксировать это направление по шкалам отсчета вертикальных углов и азимутов. Точная наводка на солнце обеспечивается применением оптической трубы с мишенью. Для нанесения масштабных меток употребляются ступенчатый ослабитель и спектр ртути.

При обработке получаемых результатов применяется метод двух характеристических кривых, дающий возможность уменьшить погрешность измерений путем графического осреднения результатов.

Спектральные коэффициенты чувствительности аппаратуры,

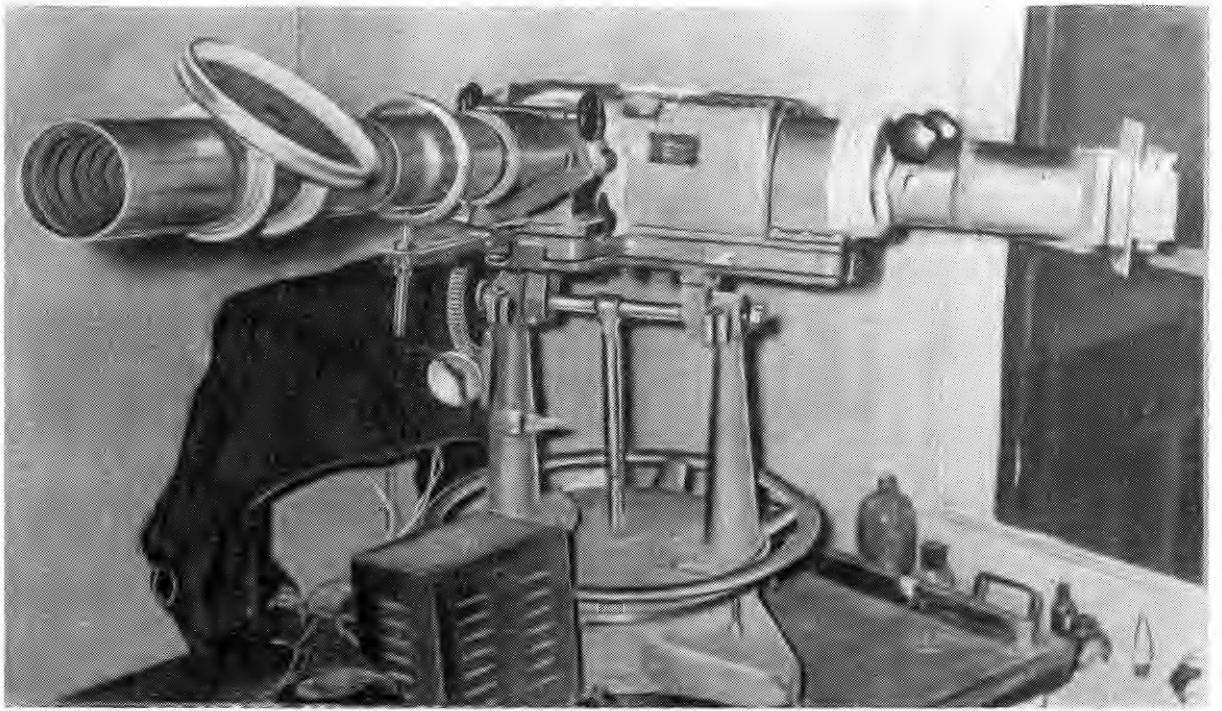


Рис. 16. Спектрограф для измерений яркости неба.

измеряющей потоки коротковолновой радиации, определяются с помощью ленточной лампы накаливания СИ-8-200, проградуированной в лаборатории проф. Г. Ф. Ситника в Астрономическом институте имени Штернберга. Питание лампы производится от аккумуляторов НКН-250. Контроль за постоянством накала ленточной лампы осуществляется с помощью потенциометрической схемы (потенциометра ППТВ-1), причем обеспечивается точность напряжения накала, равная 0,02%.

Аппаратура для измерений теплового излучения атмосферы. Сущность наиболее эффективного метода спектральных измерений теплового излучения атмосферы заключается в измерении разности потоков излучения неба и эталонного источника радиации (так называемый дифференциальный метод).

Аппаратура для измерений спектрального распределения потоков теплового излучения атмосферы представляет собой спектрофотометр с двухканальной фокусирующей системой. Одним из элементов последней является зеркальный обтюратор, посылающий на щель монохроматора попеременно потоки радиации от неба и эталонного источника радиации. В качестве последнего употребляется модель низкотемпературного черного тела специальной конструкции, обеспечивающей высокую степень его черноты и стабильность излучения. Для определения цены деления регистрирующего прибора применяется второй источник эталонного излучения, включаемый в период калибровки аппаратуры в канал небо—монохроматор.

Преимущества указанного метода состоят в следующем.

1. Применение модулированного потока освобождает от влияния собственного излучения приемника радиации и всех узлов аппаратуры, находящихся на пути лучей после модулятора.

2. Использование узкополосного усилителя позволяет понизить уровень шумов и тем самым повысить пороговую чувствительность приемо-регистрирующей части спектрофотометра.

3. В случае одноканальной, не дифференциальной методики интенсивность теплового излучения неба измеряется по отношению к излучению окружающих приемник радиации частей приборов. Ввиду того что температура последних непостоянна во времени, создаются нестабильные условия измерений.

Дифференциальная методика, с одной стороны, дает возможность автоматически учесть изменение чувствительности аппаратуры и, с другой стороны, исключает действие излучения отдельных узлов фокусирующей системы, если они имеют одинаковую излучающую способность и находятся в разных каналах.

4. Использование второго источника эталонного излучения позволяет зафиксировать различие коэффициентов пропускания каналов и неодинаковость излучающей способности узлов, находящихся в разных каналах.

Основными узлами аппаратуры являются (рис. 17):

1) система целостатных зеркал m_1, m_2, m_3;

2) фокусирующая система с обтюратором (m_4—m_7);

3) монохроматор ИКС-12;

4) приемо-регистрирующая аппаратура (ОАП — оптико-акустический приемник, усилитель, самописец ЭПП-09);

5) источники эталонного излучения (серое и черное тела);

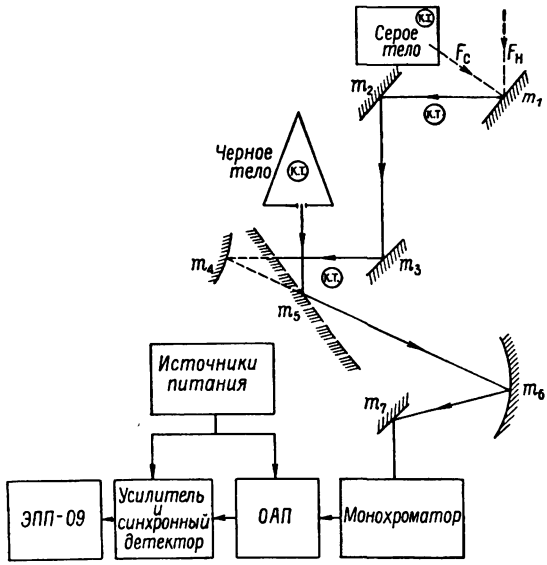


Рис. 17. Блок-схема инфракрасного спектрофотометра для измерений теплового излучения атмосферы.

6) система контроля температуры источников эталонного излучения и зеркал фокусирующей системы (точки, где измеряется температура, отмечены кружками);

7) источники питания.

Ввиду незначительной мощности теплового излучения и в целях получения наибольшей спектральной разрешающей способности аппаратуры желательно использование монохроматора (соответственно и фокусирующей системы) большой светосилы, уменьшение числа зеркал в фокусирующей системе для снижения потерь при отражении, применение приемника радиации с большой пороговой чувствительностью и повышение стабильности источников питания.

В качестве приемников тепловой радиации могут быть использованы болометры, оптико-акустические приемники или термо-

пары. Средний квадратичный шум лучших экземпляров таких приемников составляет около 10^{-10} *вт* при частоте модуляции 10 *гц* и ширине полосы пропускания усилителя 0,15 *гц*.

Целостатные зеркала позволяют принимать излучение от любого участка неба. Малый угол поля зрения обеспечивается за счет использования телескопической фокусирующей системы. Ввиду большого сечения входного пучка радиации в качестве второго источника эталонного излучения применяется серое тело. Наибольшую стабильность имеют модели излучателей с водяным нагреванием.

Предварительная калибровка аппаратуры состоит из трех операций: проверки линейности, измерения коэффициента серости эталонного излучателя, спектральной градуировки. Определение абсолютной чувствительности аппаратуры производится при каждой серии измерений потоков излучения неба.

Можно показать, что величины спектрального потока излучения неба определяются формулой

$$F_{H\lambda} = \frac{k_\lambda D_{H\lambda}}{\rho_\lambda^{n_1}} + \frac{F_{1\lambda}}{\rho_\lambda^{n_2}} - \frac{F_{3\lambda}(1-\rho_\lambda)}{\rho_\lambda},$$

где $D_{H\lambda}$ — показание измерительного прибора, соответствующее разности потоков радиации от неба ($F_{H\lambda}$) и низкотемпературного эталонного источника радиации ($F_{1\lambda}$); $F_{3\lambda}$ — поток собственного излучения зеркала фокусирующей системы; ρ_λ — отражательная способность зеркал; k_λ характеризует чувствительность аппаратуры и равно потоку радиации, приходящемуся на одно деление измерительного прибора; n_1 и n_2 — число зеркал в первом и втором каналах фокусирующей системы. Значения ρ_λ и k_λ получаются в результате решения системы двух уравнений, написанных для случаев измерения разности потоков радиации от двух эталонных излучателей при $T_1 > T_2$ и $T_1 < T_2$ (T_1 и T_2 — температура первого и второго источников эталонного излучения).

Глава III

ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

Как известно, атмосфера состоит в основном из азота и кислорода, объемная концентрация которых составляет около 99%. Однако ни азот, ни кислород не играют существенной роли в поглощении радиации атмосферой. Основной вклад в поглощение радиации вносят такие второстепенные, с точки зрения их количества, компоненты атмосферы, как водяной пар, углекислый газ, озон, окислы азота и некоторые другие. Значительно также поглощение радиации аэрозольной компонентой атмосферы.

Спектр поглощения атмосферы охватывает очень широкий диапазон — от области рентгеновских лучей до ультракоротких радиоволн. В соответствии с этим физическая природа поглощения очень разнообразна, а структура спектра чрезвычайно сложна. Основной вопрос, который будет нас интересовать в дальнейшем, состоит в определении функции поглощения (соответственно пропускания) для различных интервалов спектра, а также для широких областей спектра, охватывающих диапазоны коротковолновой и длинноволновой радиации. Прежде чем находить по экспериментальным данным функцию поглощения, необходимо выяснить, каковы основные определяющие ее факторы. Во всех случаях главным фактором является содержание поглощающего излучение вещества. Однако в ряде случаев поглощение, помимо этого, зависит от давления и температуры в поглощающей среде. Правильное аналитическое представление функции поглощения требует также учета тонкой структуры спектра поглощения. Так как последняя оказывается очень сложной, приходится моделировать реальные линии и полосы поглощения, используя для этого сравнительно простые схематические представления. Учет этих обстоятельств особенно важен при исследовании инфракрасного спектра поглощения атмосферы, обладающего наиболее сложной структурой. Именно поэтому мы рассмотрим далее

вопрос относительно общих закономерностей избирательного поглощения радиации применительно к инфракрасному спектру поглощения атмосферы. Напомним в связи с этим, что поглощение радиации в близкой инфракрасной области спектра связано с колебательными и вращательно-колебательными энергетическими переходами молекул, а в далекой инфракрасной области — с чисто вращательными переходами.

§ 1. Общие закономерности избирательного поглощения радиации

Основной «элементарной ячейкой» спектра поглощения является спектральная линия. Поэтому рассмотрение следует начать с изучения закономерностей поглощения радиации при наличии отдельной спектральной линии. Поскольку поглощение, обусловленное спектральной линией, существенно зависит от формы контура линии, упомянем сначала кратко некоторые сведения, относящиеся к этому вопросу.

1. Контур спектральной линии. Как известно, монохроматическое излучение никогда практически не наблюдается. Атомы и молекулы излучают радиацию всегда в пределах некоторого участка спектра конечной ширины. Причина этого заключается в тех внешних воздействиях, которым подвергаются атомы и молекулы, а также в некоторой степени обусловлена потерей энергии при излучении. В квантовой теории частота радиации ν_{nm}, излучаемой при тех или иных энергетических переходах, определяется соотношением

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}, \qquad (3.1)$$

где E_n — энергия уровня в атоме (или молекуле), с которого совершается переход; E_m — энергия уровня, на который совершается переход; h — постоянная Планка.

В силу тех внешних воздействий, которым подвергаются атомы и молекулы, а также из-за потери энергии в процессе излучения энергетические уровни являются в действительности «размытыми». Поэтому радиация, излучаемая при тех или иных энергетических переходах, оказывается немонохроматической: при исследовании излучения атомов и молекул наблюдаются спектральные линии конечной ширины. В соответствии с этим конечную ширину имеют также и линии поглощения. Не останавливаясь детально на теории расширения спектральных линий, укажем лишь основные результаты по этому вопросу. Установлено, что при отсутствии сильных внешних полей наличие у спектральных линий конечной ширины объясняется следующими причинами:

1) затуханием колебаний осцилляторов вследствие потери энергии при излучении (конечным временем жизни возбужден-

ных уровней). Обусловленное этим фактором расширение линий называется естественным;

2) возмущениями, обусловленными взаимными столкновениями молекул поглощающего вещества;

3) возмущениями, обусловленными столкновениями молекул поглощающего вещества с молекулами непоглощающих газов;

4) наличием теплового движения молекул и возникающим в результате этого движения эффектом Допплера.

Естественное расширение линий мало́ по сравнению с расширением, вызванным другими перечисленными выше факторами, и поэтому его можно практически не принимать во внимание. Расширение вследствие столкновений и эффекта Допплера играет в условиях атмосферы гораздо более существенную роль.

Рассмотрим, каким образом может быть рассчитан контур линии излучения на основе классических представлений Лоренца при учете эффекта столкновений между атомами. Заметим при этом, что термин «столкновение» следует в данном случае понимать в том смысле, что речь идет о таких взаимодействиях между атомами, которые происходят за сравнительно короткие промежутки времени. Подобные взаимодействия (столкновения) настолько сильно возмущают атом, что его колебания прерываются или меняют свою фазу. Если длительность невозмущенного колебания с круговой частотой ω_0 равна t, то изменение дипольного момента атома p во времени может быть определено следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} p &= p_0 e^{-\frac{\gamma t}{2}} \cos \omega_0 t \quad \text{в промежутке } (0,\ t), \\ p &= 0 \qquad\qquad\qquad\quad \text{в промежутке } (t,\ \infty), \end{aligned} \tag{3.2}$$

где множитель $e^{-\frac{\gamma t}{2}}$ введен для учета естественного затухания (затухания вследствие излучения); γ — коэффициент затухания.

Если обозначить через τ промежуток времени между двумя последовательными столкновениями, то вероятность того, что в течение промежутка времени от t до $t+dt$ атом будет оставаться невозмущенным, равна $\frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt$.

Вероятное число атомов в единице объема, остающихся невозмущенными, составит

$$dN = \frac{N}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt,$$

где N — число атомов в 1 $см^3$.

Так как не все атомы находятся в возбужденном состоянии, то излучать будет только часть атомов. Обозначим через N^* число атомов в 1 $см^3$ в возбужденном состоянии и, вводя вели-

чину $q = \frac{N^*}{N}$, получим для потока лучистой энергии dF за счет излучения такими атомами, которые остаются невозмущенными.

$$dF = \frac{qS_1N}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt, \tag{3.3}$$

где S_1 — поток лучистой энергии одного атома.

Рассматривая излучение атомов как дипольное, величину S_1 можно определить по следующему известному соотношению:

$$S_1 = \frac{2\omega_0^4}{3c^3} p^2, \tag{3.4}$$

где c — скорость света.

Интегрируя (3.3) от $t = 0$ до $t = \infty$, получим далее выражение, определяющее полный поток лучистой энергии F,

$$F = \frac{qN}{\tau} \int_0^\infty S_1 e^{-\frac{t}{\tau}} dt. \tag{3.5}$$

Представим функцию $f(t) = pe^{-\frac{t}{2\tau}} = p_0 e^{-\frac{\gamma + \frac{1}{\tau}}{2} t} \cos \omega_0 t$ с помощью интеграла Фурье в виде

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \tag{3.6}$$

Здесь $\varphi(\omega)$ определяется интегралом

$$\varphi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty f(t)\, e^{-i\omega t}\, dt. \tag{3.7}$$

Теперь формула (3.5) может быть переписана следующим образом:

$$F = \frac{2\omega_0^4 qN}{3c^3\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega)\, d\omega \int_0^\infty f(t)\, e^{i\omega t}\, dt. \tag{3.8}$$

Так как, согласно (3.7), $\int_0^\infty f(t) e^{i\omega t} = 2\pi\varphi^*(\omega)$, где $\varphi^*(\omega)$ — функция, комплексно-сопряженная относительно $\varphi(\omega)$, то представим последнюю формулу в таком виде:

$$F = \frac{8\pi\omega_0^4 qN}{8c^3\tau} \int_0^\infty \varphi(\omega)\, \varphi^*(\omega)\, d\omega. \tag{3.9}$$

Вычисление комплексных амплитуд электромагнитных волн $\varphi(\omega)$ и $\varphi^*(\omega)$ с помощью написанных выше формул при усло-

вии $\gamma \ll \omega_0$ (для инфракрасной части спектра в области 10 μ отношение $\frac{\gamma}{\omega_0} \simeq 5 \cdot 10^{-10}$) приводит к следующему результату:

$$\varphi(\omega)\varphi^*(\omega) = \frac{p_0^2}{16\pi^2} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma'}{2}\right)^2}, \tag{3.10}$$

где $\gamma' = \gamma + \frac{1}{\tau}$.

Подставляя это выражение в (3.9), находим окончательно

$$F = \frac{qN\omega_0^4 p_0^2}{6\pi c^3 \tau} \int_0^\infty \frac{d\omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma'}{2}\right)^2}. \tag{3.11}$$

Подынтегральная функция в этом выражении характеризует зависимость интенсивности излучения J от круговой частоты ω. Вводя $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$, получим следующее распределение интенсивности излучения линии в зависимости от ν:

$$J(\nu) = \frac{4\pi^2 qN\nu_0^4 p_0^2}{3c^3\tau\left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma'}{4\pi}\right)^2\right]}. \tag{3.12}$$

При $\nu = \nu_0$ эта функция имеет максимум. Для максимальной величины интенсивности получаем

$$J_m = \frac{64\pi^4 qN\nu_0^4 p_0^2}{3c^3\tau\gamma'^2}. \tag{3.13}$$

С учетом (3.13) формула (3.12) может быть преобразована таким образом:

$$J(\nu) = \frac{\gamma'^2 J_m}{16\pi^2\left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma'}{4\pi}\right)^2\right]}. \tag{3.14}$$

Такое распределение интенсивности излучения линии получило название дисперсионного, а формулу (3.14) часто называют дисперсионной формулой.

Расстояние от центра линии до такой частоты, которой соответствует убывание интенсивности вдвое $\left(J(\nu) = \frac{J_m}{2}\right)$, называют полушириной линии. Таким образом, получим для полуширины

$$\alpha = \frac{\gamma'}{4\pi} = \frac{\gamma}{4\pi} + \frac{1}{4\pi\tau}. \tag{3.15}$$

Первое слагаемое в этой формуле определяет естественную полуширину; второе — полуширину, обусловленную эффектом столкновений. Расчеты показывают, что при давлении порядка 1000 *мб* и температуре 0°С естественная полуширина пренебрежимо мала по сравнению с полушириной, обусловленной эффектом столкновений (абсолютная величина естественной полуширины в шкале длин волн является универсальной постоянной и составляет $6 \cdot 10^{-5}$ Å). Именно поэтому, как было отмечено выше, естественное расширение линий можно практически не принимать во внимание. Лишь при больших разрежениях, когда промежуток времени между двумя последовательными столкновениями много больше длительности возбужденного состояния атомов, т. е. в высоких слоях атмосферы, учет естественного расширения может оказаться существенным.

Если считать, что столкновения атомов представляют собой удары атомов излучающих и посторонних газов (удары второго рода), при которых излучающие атомы теряют всю свою энергию возбуждения, то среднее время свободного пробега определяется в этом случае следующим выражением:

$$\frac{1}{\tau} = \pi\rho^2 N_2 \bar{v}, \tag{3.16}$$

где ρ — сумма эффективных радиусов сталкивающихся частиц (эффективный диаметр столкновения); N_2 — число атомов постороннего газа (примеси) в 1 *см*^{3};

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}, \tag{3.17}$$

где k — постоянная Больцмана; $M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ — приведенная масса сталкивающихся атомов (m_1 и m_2 — массы сталкивающихся атомов).

Формула (3.16) справедлива при условии, что число атомов основного газа N_1 значительно меньше, чем число атомов постороннего газа N_2

Согласно кинетической теории газов,

$$N_2 = \frac{p}{kT},$$

где p — давление постороннего газа.

Поэтому окончательно для полуширины получим

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\tau} = \sqrt{\frac{1}{2\pi kTM}}\,\rho^2 p. \tag{3.18}$$

Если обозначить через α_0 полуширину, соответствующую нормальному давлению p_0 и температуре T_0, то формула (3.18) может быть представлена в виде

$$\alpha = \alpha_0 \frac{p}{p_0}\sqrt{\frac{T_0}{T}}. \tag{3.19}$$

Как видно из этой формулы, полуширина оказывается прямо пропорциональной давлению и обратно пропорциональной корню квадратному из температуры.

В условиях атмосферы число молекул излучающих и поглощающих газов (прежде всего водяного пара) значительно меньше, чем число молекул посторонних газов (в нижних слоях атмосферы примерно в 100 раз). Поэтому можно думать, что формула (3.19) отвечает атмосферным условиям и, следовательно, давление и температуру в этой формуле следует понимать как давление и температуру на определенном уровне в атмосфере, для которого производится определение полуширины. Вопрос о применимости формулы (3.19) к атмосферным условиям не является, однако, вполне ясным. Экспериментальные исследования показывают, что эффективный диаметр взаимных столкновений молекул водяного пара значительно превышает эффективный диаметр столкновений между молекулами водяного пара и воздуха (точнее, азота и кислорода). Это означает, что относительно малое количество молекул водяного пара в значительной степени компенсируется увеличением эффективного диаметра взаимных столкновений между этими молекулами. Поэтому такого рода столкновения могут существенно влиять на ширину линий. Так как эффективность взаимных столкновений водяного пара зависит от абсолютной влажности воздуха, то отсюда вытекает в свою очередь, что не только давление и температура, но также и абсолютная влажность должна учитываться при изучении расширения спектральных линий. Поскольку, однако, упомянутые экспериментальные данные являются предварительными, вопрос о влиянии взаимных столкновений между молекулами водяного пара не является в настоящее время окончательно решенным.

Полученная выше дисперсионная формула (3.14) характеризует распределение интенсивности излучения. Имея в виду закон Кирхгофа, нетрудно понять, что распределение коэффициента поглощения для отдельной линии должно быть совершенно аналогичным, т. е. контуры линий излучения и поглощения должны быть подобны. Следует подчеркнуть, что этот вывод справедлив лишь в том случае, если контур линии излучения рассчитывается без учета влияния поглощения, которое может привести к деформации контура.

Обычно дисперсионную формулу для линии поглощения записывают следующим образом:

$$k(\nu) = \frac{S\alpha}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2}, \tag{3.20}$$

где величина $S = \int_{-\infty}^{\infty} k(\nu)\,d\nu$ называется общей интенсивностью

линии; $k(\nu)$ — коэффициент поглощения, соответствующий частоте ν.

Целый ряд теоретических и экспериментальных исследований показал, что формула (3.20) является приближенной. В действительности контур линий не является симметричным, как это вытекает из (3.20). Оказывается также, что по мере возрастания общего давления центр линии смещается в сторону более низких частот. Все эти уточнения являются, однако, сравнительно малосущественными.

У. С. Бенедикт отметил, что для ряда газов (в частности, CO_2) формула (3.20) дает завышенные величины поглощения в крыльях линий. Поэтому Бенедикт предложил использовать в таких случаях лоренцев контур только для центральных частей линий (при $|\nu-\nu_0|<d$, где $d=2{,}5$ $см^{-1}$), а в области крыльев линий ($|\nu-\nu_0|\geqslant d$) вводить в формулу (3.20) эмпирический поправочный множитель A exp $[-a|\nu-\nu_0|^b]$. Здесь $a=0{,}0675$, $b=0{,}7$. Постоянная A определяется из условия непрерывности перехода одного контура спектральной линии в другой при $|\nu-\nu_0|=d=2{,}5$ $см^{-1}$.

Рассмотренные выше результаты позволяют охарактеризовать контур линий в том случае, когда их расширение обусловлено столкновениями. Совершенно естественно, что эффект столкновений должен играть главную роль в нижних слоях атмосферы, где плотность и давление велики. Можно думать, что дисперсионная формула справедлива во всяком случае для условий тропосферы и нижней стратосферы. Однако в высоких слоях атмосферы, где промежуток времени между двумя последовательными столкновениями значительно возрастает, влияние столкновений на расширение линий существенно уменьшается. В этих условиях решающее значение приобретает расширение линий, связанное с эффектом Допплера, который проявляется в данном случае благодаря наличию теплового движения атомов и молекул. Как известно, при движении атома или молекулы относительно наблюдателя частота излучаемой радиации изменяется по закону

$$\nu=\nu_0\left(1+\frac{u}{c}\right), \tag{3.21}$$

где ν_0 — частота излучения атома, неподвижного относительно наблюдателя; u — проекция скорости излучающего (или поглощающего) атома на направление наблюдения.

Вероятное число атомов dN, имеющих скорость, заключенную в пределах от u до $u+du$, может быть определено соотношением

$$dN=N\sqrt{\frac{m_1}{2\pi kT}}\,e^{-\frac{m_1u^2}{2kT}}du,$$

где m_1 — масса атома.

Следовательно, для потока излучения dF такого рода атомами получим

$$dF = qS_1\,dN = qS_1 N \sqrt{\frac{m_1}{2\pi kT}}\; e^{-\frac{m_1 u^2}{2kT}}\,du. \tag{3.22}$$

Здесь величина потока излучения от одного атома S_1 определяется таким выражением:

$$S_1 = \frac{32\pi^4 \nu_0^4 p_0^2}{3c^3} n,$$

где n — число возбуждений в секунду.

Используя (3.21), нетрудно преобразовать (3.22) следующим образом:

$$dF = \frac{qS_1 Nc}{\nu_0} \sqrt{\frac{m_1}{2\pi kT}}\; e^{-\frac{m_1 c^2}{2kT}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}\right)^2} d\nu. \tag{3.23}$$

Отсюда получаем теперь для распределения интенсивности излучения в линии

$$J(\nu) = \frac{dF}{d\nu} = J(\nu_0)\, e^{-\frac{m_1 c^2}{2kT}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}\right)^2}. \tag{3.24}$$

Из условия $\alpha = \nu - \nu_0$ для $J(\nu) = \frac{1}{2} J(\nu_0)$ найдем для полуширины

$$\alpha = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m_1}}. \tag{3.25}$$

Заменяя m_1 на M (вес грамм-атома или грамм-молекулы) и вводя универсальную газовую постоянную R, получим

$$\alpha = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{M}}. \tag{3.26}$$

Численные оценки показывают, что допплеровское расширение намного превосходит естественное расширение, особенно в случае легких атомов. Однако в сравнении с расширением, обусловленным столкновениями, допплеровское расширение может преобладать лишь на больших высотах в атмосфере.

Указанный вывод может быть проиллюстрирован результатами расчетов допплеровской полуширины α_d и полуширины α_p, обусловленной эффектом столкновений, для главных полос поглощения в атмосфере, приведенными в табл. 14. В двух последних графах этой таблицы указаны значения давления p и высоты h, при которых $\alpha_d = \alpha_p$.

Нетрудно получить распределение интенсивности линии с учетом влияния и эффекта Допплера и столкновений (такое распределение может, по-видимому, иметь место в условиях верхней стратосферы). С учетом обоих этих эффектов получим

Таблица 14

Лоренцева и допплеровская полуширина линий для главных полос поглощения в атмосфере

Газ	Центр полосы, μ	α_d при 300°K ($см^{-1} \cdot 10^3$)	α_p при NPT, $см^{-1}$	p мм	h км
H_2O	2,7	6,4	0,11	44	17
	6,3	2,8		19	23
	20	0,88		6	32
	40	0,44		3	37
CO_2	4,3	2,6	0,15	13	26
	15	0,75		4	34
N_2O	7,8	1,5	0,16	7	30
O_3	4,7	2,3	0,16	11	27
	9,6	1,1		5	33
	14,1	0,76		4	34
CH_4	3,3	5,6	0,18	24	22
	7,7	2,4		10	27

на основании (3.14) и (3.24) для распределения интенсивности излучения вблизи частоты ν для атомов, имеющих скорость u $\left(\text{этой скорости соответствует смещение частот } \Delta\nu = \frac{u}{c}\nu\right)$,

$$J'(\nu, u) = \frac{\gamma'^2 J_m e^{-\frac{\ln 2}{\alpha_d^2}\left(\frac{u}{c}\nu\right)^2}}{16\pi^2\left\{\left(\nu - \nu_0 + \frac{u}{c}\nu\right)^2 + \left(\frac{\gamma'}{4\pi}\right)^2\right\}}, \tag{3.27}$$

где через α_d обозначена допплеровская полуширина, определяемая формулой (3.25).

Полная интенсивность излучения вблизи частоты ν за счет излучения всеми атомами (или молекулами), скорости которых изменяются от $-\infty$ до $+\infty$, может быть найдена по формуле

$$J(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} J'(\nu, u)\, du.$$

Ввиду сложности подынтегральной функции интегрирование здесь может быть выполнено лишь приближенно.

Распределение коэффициента поглощения, соответствующее (3.27), имеет такой вид:

$$k(\nu, a) = \frac{k_0 a}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-x^2}}{a^2 + (\omega - x)^2}dx = \frac{k_0}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty} e^{-ax - \frac{x^2}{4}}\cos\omega x\, dx, \tag{3.28}$$

где $k_0 = \frac{S}{\alpha_d}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}$; $a = \frac{\alpha_p}{\alpha_d}\sqrt{\ln 2}$; $\omega = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_d}\sqrt{\ln 2}$.

Как показали Г. Плесс и Д. Файвел, интеграл, входящий в эту формулу, может быть представлен в виде степенного ряда. Если использовать разложение в ряд, то формулу (3.28) можно преобразовать следующим образом:

$$k(\nu, a) = k_0 \left[e^{a^2 - \omega^2} \cos 2\omega a - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \times \right.$$

$$\left. \times \sum_{n=1}^{\infty} (n!)^{-1} F^{(n)}(\omega)\, a^n \sin \frac{1}{2} n\pi \right], \qquad (3.29)$$

где $F^{(n)}(\omega) = (-1)^{\frac{n-1}{2}} 2^n \int_0^{\infty} x^n e^{-x^2} \cos 2\omega x\, dx$ — n-я производная от функции $F(\omega) = \int_0^{\infty} e^{-x^2} \sin 2\omega x\, dx$.

Если $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_p$, $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_d$, то вместо (3.29) можно использовать такое асимптотическое соотношение:

$$k(\nu, a) = \frac{S\alpha_p}{\pi(\nu - \nu_0)^2} \left[1 + \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{1}{\omega^2} + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{15}{4} - 5a^2 + a^4 \right) \frac{1}{\omega^4} + \ldots \right]. \qquad (3.30)$$

При $\alpha_d = 0$ ($\omega = \infty$) отсюда получается аналогичное асимптотическое соотношение, соответствующее лоренцову контуру (3.20).

Разобрав основные результаты, относящиеся к вопросу о контуре линий, обратимся теперь к рассмотрению общих закономерностей поглощения радиации при наличии отдельных линий.

2. Функция поглощения при наличии отдельной спектральной линии. По определению функции поглощения имеем

$$A_J = \frac{\int (J_{\nu, 0} - J_\nu) d\nu}{\int J_{\nu, 0}\, d\nu}, \qquad (3.31)$$

где $J_{\nu, 0}$ — интенсивность падающей радиации; J_ν — интенсивность радиации, прошедшей через слой поглощающего излучение вещества.

Интегрирование распространяется здесь на всю область частот, охватываемую данной линией. Заметим также, что далее речь будет идти все время о функции поглощения для интенсивности излучения. Мы ограничимся также рассмотрением лишь того случая, когда расширение линий обусловлено эффектом столкновений молекул основного (поглощающего) и постороннего газов. Как было отмечено выше, именно этот случай представляет наибольший интерес для метеорологических приложений.

Рассмотрим вместо (3.31) следующую величину, характеризующую поглощение радиации при наличии отдельной линии:

$$W_{sl}(w) = \int_0^\infty \left(1 - e^{-k(\nu)w}\right) d\nu, \tag{3.32}$$

где $w = \int \rho dl$ — содержание поглощающего излучение вещества на пути лучей, рассчитанное на единицу поперечного сечения пучка лучей; ρ — плотность поглощающего излучение вещества. Очевидно, что $A_J = \frac{1}{\Delta\nu} W_{sl}$, если $\Delta\nu$ — ширина линии. Величину W_{sl} принято называть эквивалентной шириной линии, а зависимость $W_{sl}(w)$ — кривой роста.

Подставляя в (3.32) выражение для $k(\nu)$, согласно (3.20), получим

$$W_{sl} = 2\pi\alpha x e^{-x} \left[I_0(x) + I_1(x)\right], \tag{3.33}$$

где

$$x = \frac{Sw}{2\pi\alpha}, \tag{3.34}$$

а I_0 и I_1 — бесселевы функции мнимого аргумента.

Для малых x формула (3.33) принимает такой вид:

$$W_{sl} = 2\pi\alpha x. \tag{3.35}$$

Ошибка расчета по этой приближенной формуле не превышает m %, если $x \leqslant 0{,}02\ m$. Так, например, точность (3.35) составляет не менее 10%, если $x \leqslant 0{,}2$. Как видно из (3.35), при малых x поглощение радиации прямо пропорционально массе поглощающего излучение вещества.

Для больших x вместо (3.33) можно использовать такое приближенное соотношение:

$$W_{sl} = 2\alpha \sqrt{2\pi x}. \tag{3.36}$$

Ошибка расчета по этой формуле не превышает m %, если $x \geqslant 12{,}5\frac{1}{m}$. Из (3.36) вытекает, что при больших x поглощение радиации пропорционально корню квадратному из массы поглощающего излучение вещества. В связи с этим формулу (3.36) называют иногда законом квадратного корня.

Приведенные выше формулы относятся к тому абстрактному случаю, когда в спектре поглощения имеется лишь одна линия. В действительности же могут наблюдаться лишь изолированные линии, отделенные друг от друга спектральными интервалами конечной ширины. В этом случае интегрирование в формуле (3.32) следует выполнять по промежутку частот конечной ширины, что приводит к существенному усложнению получаемых

результатов. Значительно более сложные результаты получаются также для линий с допплеровым контуром.

Наиболее близким к реальным условиям случаем является такой, когда имеют место перекрывающиеся спектральные линии, составляющие полосу поглощения. Поскольку структура реальных полос поглощения очень сложна, приходится прибегать к рассмотрению схематизированных полос. Наиболее простая модель такого рода была предложена В. М. Эльзассером.

3. Полоса поглощения Эльзассера. Предположим, что полоса поглощения представляет собой совокупность бесконечного числа равноудаленных друг от друга линий одинаковой интенсивности, имеющих дисперсионные контуры. Можно показать, что в этом случае функция поглощения A для интервала частот d, соответствующего расстоянию между центрами соседних линий, примет вид

$$A = 1 - \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \exp\left[-\frac{\beta x \operatorname{sh}\beta}{\operatorname{ch}\beta - \cos z}\right] dz, \tag{3.37}$$

где $\beta = \frac{2\pi\alpha}{d}$; sh и ch — гиперболические синус и косинус.

Предельные соотношения, соответствующие малым или большим значениям аргументов, выражаются следующим образом:

$$A = \Phi\left(\sqrt{\frac{1}{2}\beta^2 x}\right), \tag{3.38а}$$

$$A = 1 - e^{-\beta x}. \tag{3.38б}$$

Здесь $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-x^2} dx$ — интеграл вероятности ошибок.

Формула (3.38а) справедлива с точностью не менее 10%, если $x > 1{,}25$ и $\beta < 0{,}3$. Вводя обозначение $l = \frac{2\pi\alpha S}{d^2}$, перепишем эту формулу так:

$$A = \Phi\left(\sqrt{\frac{lw}{2}}\right). \tag{3.39}$$

Величина l получила название обобщенного коэффициента поглощения. Так как при малых x функция $\Phi(x) \simeq \frac{2x}{\sqrt{\pi}}$, имеем в этом случае вместо (3.39)

$$A = \sqrt{\frac{2lw}{\pi}}. \tag{3.40}$$

Таким образом, в отличие от того, что было для изолированной линии, закон квадратного корня в случае полосы Эльзассера справедлив как предельное соотношение для малых значе-

ний поглощающей массы (или малых величин обобщенного коэффициента поглощения).

Приближенное соотношение (3.39) выполняется, если $\beta > 3$ при любых x. Отсюда следует, что при достаточном сближении линий $\left(\text{большие } \frac{\alpha}{d}\right)$ функция поглощения становится экспоненциальной, т. е. имеет такой же вид, как и в случае поглощения монохроматической радиации или отсутствия селективности поглощения.

Изложенное выше показывает, что функции поглощения изолированной линии и линии в полосе поглощения существенно различаются. Однако в некоторых областях изменений аргументов эти функции все же довольно близко совпадают. Так, например, $A = \frac{W_{sl}}{d}$, вычисленное по (3.33), в пределах ошибки не более 10% совпадает с величинами функции поглощения (3.37) в следующих двух случаях: 1) $x < 0{,}06\,\beta^{-2}$, $\beta < 0{,}3$; 2) $x < 0{,}2\,\beta^{-1}$, $\beta > 0{,}3$.

4. Статистическая модель полосы поглощения. Рассмотренная выше модель схематизированной полосы, состоящей из равноудаленных линий одинаковой интенсивности, является, конечно, далеко идущей абстракцией. В действительности взаимное расположение линий в полосе не является столь закономерным, а интенсивности линий отнюдь не одинаковы. Скорее можно предположить, что распределение интенсивностей и положения отдельных линий в полосе является почти случайным. Хотя интенсивность и положение линий связаны определенными квантово-механическими формулами, все же наблюдения показывают, что они изменяются настолько неправильным образом, что имеет смысл рассмотреть статистическую модель полосы поглощения. В такой гипотетической полосе распределение интенсивности и положения линий определяется законами теории вероятностей. Рассмотрим, следуя Р. М. Гуди, вопрос о поглощении радиации в случае статистической модели полосы поглощения.

Рассчитаем пропускание радиации в центре полосы частот шириной nd, где n — число линий поглощения, d — среднее расстояние между линиями. Пусть nd настолько велико, что линии, расположенные за пределами этой полосы частот, практически не влияют на поглощение радиации в центре полосы. Если предположить отсутствие корреляции между интенсивностью и положением линий, то можно определить величину пропускания, зная коэффициенты поглощения и вводя две функции: $N(\nu_1, \ldots, \nu_n)\,d\nu_1 \ldots d\nu_n$ и $Q(S)\,dS$, первая из которых определяет вероятность того, что линии встречаются в промежутках частот от ν_1 до $\nu_1 + d\nu_1$, от ν_2 до $\nu_2 + d\nu_2$ и т. д., вторая — вероятность того, что линия имеет общую интенсивность в пределах от S до $S + dS$. Обозначим далее коэффициент поглощения на расстоя-

нии ν_r от центра линии через $S_r f(\nu_r, \alpha)$, где функция $f(\nu_r, \alpha)$ характеризует контур линии. Теперь для пропускания радиации в области центра рассматриваемой полосы при частоте ν_r и поглощающей массе w будем иметь

$$P_{\nu_r} = e^{-S_r f(\nu_r, \alpha) w}.$$

Вероятность наличия серии n линий можно определить выражением

$$N(\nu_1, \ldots, \nu_n)\, d\nu_1 \ldots d\nu_n \prod_1^n Q(S_r)\, dS_r.$$

Поэтому для интегральной величины пропускания полосой при всех возможных перестановках линий в полосе получим

$$P = \frac{\int_{-\frac{nd}{2}}^{\frac{nd}{2}} \ldots \int_{-\frac{nd}{2}}^{\frac{nd}{2}} N(\nu_1, \ldots, \nu_n)\, d\nu_1 \ldots d\nu_n \int_0^\infty \ldots \int_0^\infty \prod_1^n Q(S_r)\, e^{-S_r f(\nu_r, \alpha) w}\, dS_r}{\int_{-\frac{nd}{2}}^{\frac{nd}{2}} \ldots \int_{-\frac{nd}{2}}^{\frac{nd}{2}} N(\nu_1, \ldots, \nu_n)\, d\nu_1 \ldots d\nu_n \int_0^\infty \ldots \int_0^\infty \prod_1^\infty Q(S_r)\, dS_r}. \tag{3.41}$$

Если все перестановки линий равновероятны, то N — постоянная величина и поэтому сократится в формуле (3.41). Предполагая равновероятность всех перестановок линий, опуская индекс r и имея в виду равноправность всех интегрирований по ν и S_r, преобразуем эту формулу следующим образом:

$$P = \left\{ 1 - \frac{1}{nd \int_0^\infty Q(S)\, dS} \int_{-\frac{nd}{2}}^{\frac{nd}{2}} \int_0^\infty Q(S) \left[1 - e^{-Sf(\nu, \alpha) w}\right] dS\, d\nu \right\}^n.$$

Переходя к пределу при $n \to \infty$, найдем

$$P = \exp\left\{ - \frac{1}{d \int_0^\infty Q(S)\, dS} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^\infty Q(S) \left[1 - e^{-Sf(\nu, \alpha) w}\right] dS\, d\nu \right\}. \tag{3.42}$$

Как показал Г. Плесс, эта формула может быть представлена также в следующем простом виде:

$$P = \exp\left(- \frac{\overline{W}_{sl}}{d}\right), \tag{3.43}$$

где $\overline{W}_{sl}$ — среднее значение W_{sl} для отдельной линии.

Интегрирование по S в формуле (3.42) может быть выполнено лишь при конкретном задании вида функции $Q(S)$. Р. М. Гуди произвел вычисления для такой функции:

$$Q(S)=\frac{1}{S_0}\,e^{-\frac{S}{S_0}}, \tag{3.44}$$

где S_0 — некоторый параметр, характеризующий среднюю интенсивность линий.

В этом случае вместо (3.42) получим

$$P=\exp\left[-\frac{1}{d}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{wS_0f(\nu,\alpha)}{1+wS_0f(\nu,\alpha)}\,d\nu\right]. \tag{3.45}$$

Если использовать для контура линии дисперсионную формулу $f(\nu,\alpha)=\frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{(\nu-\nu_0)^2+\alpha^2}$, то найдем окончательно

$$P=\exp\left[-\frac{wS_0\alpha}{d\sqrt{\alpha^2+\frac{wS_0\alpha}{\pi}}}\right]. \tag{3.46}$$

Функция пропускания может быть получена и для иных соотношений для $Q(S)$, кроме (3.43). Предположим, например, что интенсивности всех линий одинаковы. Это эквивалентно замене (3.44) следующей формулой:

$$Q(S)=\delta(S-S_0), \tag{3.47}$$

где δ — дельта-функция ($\delta=0$ при $S\neq S_0$ и $\delta=1$ при $S=S_0$).

В рассматриваемом случае функция пропускания для отдельной линии, входящей в полосу поглощения, будет определяться формулой (3.43), в которой значение $\overline{W}_{sl}=W_{sl}$ соответствует формуле (3.33).

Предположение о равенстве интенсивности всех линий является, однако, весьма грубым. Это можно видеть из рис. 18, на котором изображена зависимость $\lg S$ от общего числа линий ΣN с данным S, полученная У. Л. Годсоном для различных участков инфракрасного спектра поглощения водяного пара. Как видно, в первом приближении между $\lg S$ и ΣN имеет место линейная зависимость. Используя такой закон распределения интенсивности линий, У. Л. Годсон получил для функции пропускания

$$P=\exp\left\{-\frac{\beta}{4}\left[e^{-y}I_0(iy)-1+2ye^{-y}\{I_0(iy)-iI_1(iy)\}\right]\right\}. \tag{3.48}$$

Здесь $y=\frac{4lw}{\beta^2}$; $l=2\pi\alpha\left(\frac{\Sigma\sqrt{S}}{\Delta\nu}\right)^2$; $\beta=\frac{\frac{2\pi\alpha}{\Delta\nu}(\Sigma\sqrt{S})^2}{\Sigma S}$;

$\Delta\nu$ — рассматриваемый интервал спектра. Суммирование распространяется на весь интервал.

Величины поглощения радиации, рассчитанные для полос Эльзассера и статистической, весьма заметно различаются при больших значениях поглощения (рис. 19). Модель полосы Эльзассера дает завышенные величины поглощения. Если, однако, рассчитать поглощение для нескольких (хотя бы двух) налагающихся друг на друга полос Эльзассера, то результаты почти

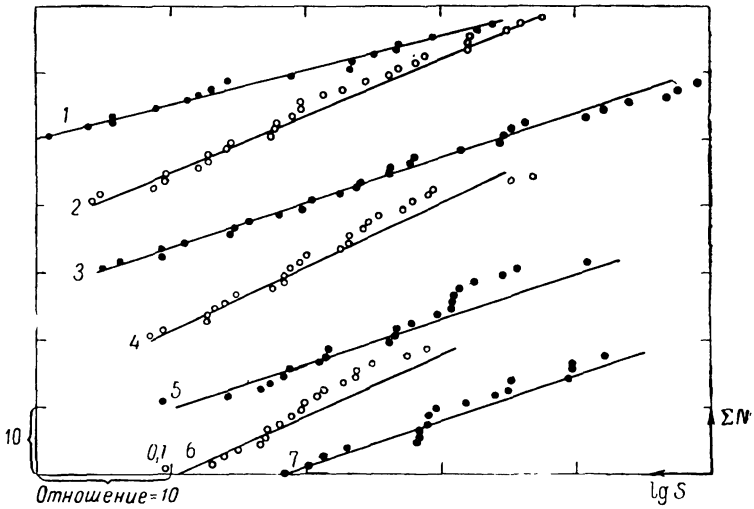


Рис. 18. Распределение вероятностей интенсивности спектральных линий водяного пара.

1) 200—225 $см^{-1}$, 300° К, β_0=0,23; *2*) 100—125 $см^{-1}$, 300° К, β_0=0,38; *3*) 100—125 $см^{-1}$, 220° К, β_0=0,29; *4*) 1500—1525 $см^{-1}$, 287° К, β_0=0,42; *5*) 1775—1800 $см^{-1}$, 287° К, β_0=0,29; *6*) 1000—1050 $см^{-1}$, 287° К, β_0=0,20; *7*) 900—950 $см^{-1}$, 287° К, β_0=0,15.

совпадают с соответствующими данными для статистической полосы (рис. 19). Именно поэтому Г. Н. Плесс предложил модель полосы поглощения, представляющую собой наложение хаотически распределенных полос Эльзассера. Дальнейшим развитием этой идеи явилась модель «гроздьев» линий, разработанная Д. Д. Кингом (в данном случае линии расположены вдоль шкалы волновых чисел в виде гроздьев, состоящих из линий различной интенсивности и полуширины), а также квазистатическая модель Г. Н. Плесса.

Все полученные выше выражения для функций пропускания или поглощения предполагают однородность среды. В действительности давление и температура всегда изменяются вдоль пути

луча. Расчеты показывают, что влиянием температуры на поглощение радиации можно пренебречь без большого ущерба для точности. Однако влияние давления является весьма существенным, поскольку полуширина линий прямо пропорциональна давлению. Теоретические расчеты показывают, что возможны два

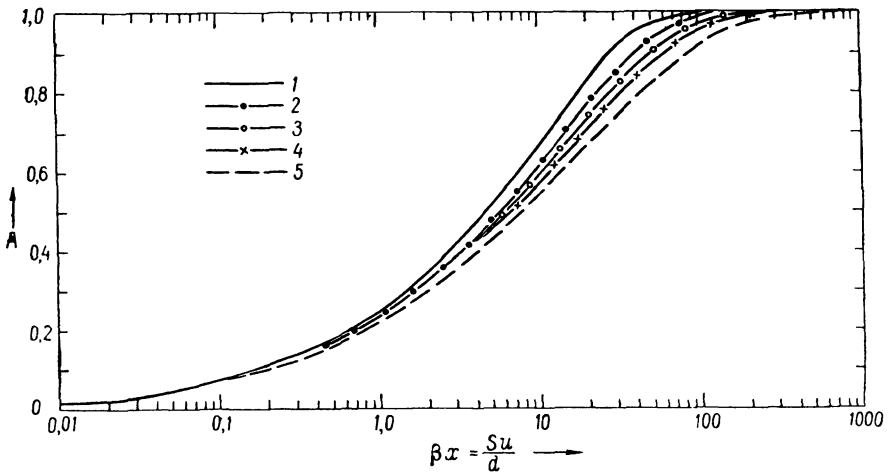


Рис. 19. Поглощение как функция $\beta x = \frac{Su}{d}$ для $\beta = 0{,}1$.

1) полоса Эльзассера; *2*) $N=2$; $S_1=S_2$; *3*) $N=2$; $S_1=10S_2$; *4*) $N=5$; $S_1=S_2=\ldots=S_5$; *5*) статистическая модель, $\beta=0{,}1$.

пути введения поправки на давление. Один из путей состоит в использовании приближенного соотношения

$$P(w,\ p) = P\left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^n w,\ p_0\right], \tag{3.49}$$

где p_0 — стандартное давление.

Вычисления показывают, что $0 \leqslant n \leqslant 1$, если $0 \leqslant P \leqslant 1$. Однако для реальных атмосферных условий можно принять $n = {}^1/_2$. Только при очень больших $P (P > 0{,}8)$ значения n существенно отличаются от ${}^1/_2$.

Второй путь учета влияния давления, предложенный К. Куртисом, У. Л. Годсоном и Ч. Д. Уолшоу, состоит в том, чтобы рассчитывать контур линии при изменении давления вдоль пути луча для среднего значения давления, определяемого таким образом:

$$\bar{p} = \frac{1}{w}\int p\,dw, \tag{3.50}$$

где интегрирование распространяется на всю длину пути луча в слое, имеющем поглощающую массу w.

Необходимо заметить, наконец, что приведенные выше результаты касаются исключительно поглощения направленной радиации. Для расчета поглощения диффузной радиации следует использовать общее соотношение (1.31). Можно, однако, приближенно рассчитывать функцию пропускания для диффузной радиации также по формуле типа (1.32). Теоретические

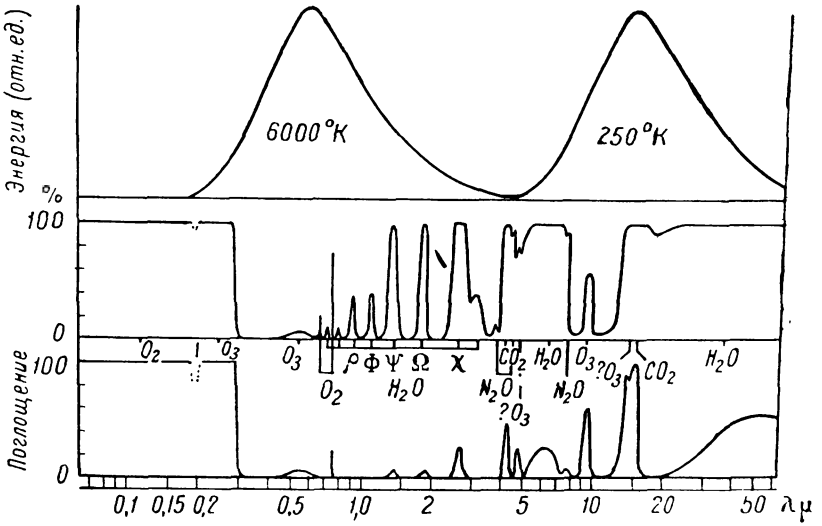


Рис. 20. Спектр поглощения атмосферы на уровне земной поверхности (средняя кривая) и на высоте 11 *км* (нижняя кривая).

расчеты, выполненные Ч. Д. Уолшоу для полосы Эльзассера, показали, что коэффициент диффузности в этой формуле обладает некоторой изменчивостью. Однако в широком диапазоне значений P эта изменчивость сравнительно невелика. Так, например, при изменении поглощающей массы водяного пара от $3 \cdot 10^{-4}$ до 1,0 *г/см*^{2} коэффициент диффузности колеблется в пределах от 1,64 до 1,73. Таким образом, среднее значение, составляющее 1,66—1,69, является вполне удовлетворительным.

§ 2. Спектр поглощения водяного пара и жидкой воды

Как уже отмечалось, спектр поглощения атмосферы чрезвычайно сложен. Если основные газы, входящие в состав атмосферы (азот, кислород), вносят малый вклад в поглощение излучения, то переменные составные части атмосферы, такие, как водяной пар, углекислый газ, озон, многочисленные окислы азота и углеводородные соединения имеют огромное число линий и полос поглощения в различных областях спектра. Для общей характеристики спектра поглощения атмосферы на рис. 20

схематически изображены наиболее интенсивные полосы поглощения газов, входящих в состав атмосферы, в широком диапазоне длин волн — от области вакуумного ультрафиолета до далекой инфракрасной области спектра. Верхние кривые на этом рисунке характеризуют распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при температурах 6000° К (температура Солнца) и 250° К (средняя температура тропосферы). В средней и нижней частях рис. 20 изображена зависимость поглощения радиации (%) от длины волны на уровне земной поверхности и на высоте 11 *км*.

Как видно из рис. 20, наиболее интенсивными и широкими полосами поглощения обладает водяной пар. Преобладающая роль водяного пара в поглощении радиации в атмосфере была установлена еще в конце XIX в. С тех пор было выполнено большое число исследований, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению количественных характеристик поглощения радиации водяным паром, а также структуры полос поглощения водяного пара. Обратимся теперь к изложению некоторых наиболее существенных для метеорологических приложений результатов указанных исследований.

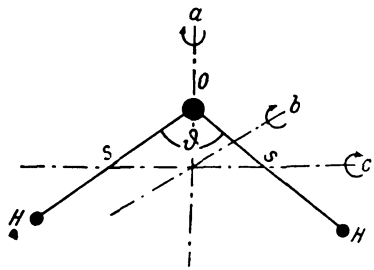


Рис. 21. Строение молекулы водяного пара.

Специальные физические исследования позволили с достаточной достоверностью установить строение молекулы водяного пара и выяснить происхождение отдельных полос поглощения. Было найдено, что в невозбужденном состоянии молекула водяного пара имеет конфигурацию в виде равнобедренного треугольника (рис. 21) с длиной боковых сторон $S_{OH}=0{,}958$ Å (расстояние ядер водорода от ядра кислорода) и углом при вершине $\vartheta = 104°30'$. Поглощение радиации водяным паром в области спектра от 0,54 до 9 μ обусловлено колебательными и вращательно-колебательными переходами, а в далекой инфракрасной области (от 9 μ до 1,5 *см*) — чисто вращательными переходами. В ультрафиолетовой области спектра ($\lambda < 0{,}2$ μ) поглощение определяется электронными переходами.

Наблюдается три типа нормальных колебаний молекулы водяного пара (рис. 22), которым соответствуют такие основные частоты: $\nu_1=3670$ *см*$^{-1}$; $\nu_2=1675$ *см*$^{-1}$; $\nu_3=3790$ *см*$^{-1}$. Все три типа колебаний молекулы водяного пара активны в поглощении. Чисто вращательный спектр поглощения водяного пара связан с вращательными энергетическими переходами, обусловленными вращением молекулы как асимметричного волчка вокруг осей

a, *b*, *c* (см. рис. 21; ось *b* на этом рисунке перпендикулярна плоскости чертежа).

Рассмотрим количественные характеристики поглощения радиации водяным паром для коротковолновой и длинноволновой радиации.

1. Поглощение коротковолновой (солнечной) радиации. Водяной пар обладает целым рядом интенсивных полос поглощения в далекой ультрафиолетовой области спектра. Наиболее интенсивны полосы, расположенные в следующих спектральных интервалах: 160—1100, 1050—1450, 1450—1900 Å. Поглощение

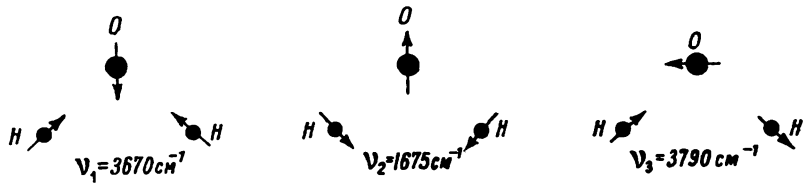


Рис. 22. Нормальные колебания молекулы водяного пара.

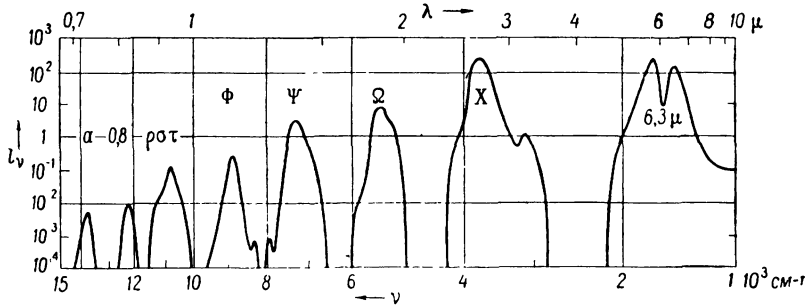


Рис. 23. Обобщенные коэффициенты поглощения водяного пара.

ультрафиолетовой солнечной радиации водяным паром может, по-видимому, иметь важное значение для энергетики верхней атмосферы. Однако, поскольку ультрафиолетовая радиация таких длин волн полностью поглощается в верхней атмосфере, для тропосферы наличие у водяного пара интенсивного спектра поглощения в далекой ультрафиолетовой области спектра не имеет практического значения.

На рис. 20 совсем не указаны какие-либо полосы поглощения водяного пара в видимой области спектра. В действительности такие полосы имеются, но они весьма слабы. Эти полосы, получившие название «дождевых», расположены в промежутке длин волн от 572 до 703 $m\mu$.

Наиболее важное значение для поглощения коротковолновой радиации в атмосфере имеет наличие у водяного пара целого ряда интенсивных и широких полос поглощения в близкой инфракрасной области спектра, местоположение и ширина которых отражены в табл. 15.

На рис. 23 изображена зависимость обобщенных коэффициентов поглощения l_ν [см. формулу (3.39)], рассчитанных Г. Ямамото и Г. Ониши для всех перечисленных полос поглощения, а также более длинноволновой полосы, расположенной вблизи 6,3 μ. Заметим, что в рассматриваемой области спектра имеется еще интенсивная полоса поглощения водяного пара около 3,2 μ.

Как было показано в § 1, поглощение радиации зависит от давления в поглощающей среде. По данным измерений Д. Говардом, Д. Берчем и Д. Вильямсом получены формулы, позво-

Таблица 15

Полосы поглощения водяного пара в близкой инфракрасной области спектра

Название полосы	Область спектра, μ	Положение центра полосы (μ) (максимум поглощения)
a	0,70 —0,74	0,718
0,8 μ	0,79 —0,84	0,810
ρστ	0,926—0,978	0,935
Φ	1,095—1,165	1,130
Ψ	1,319—1,498	1,395
Ω	1,762—1,977	1,870
X	2,520—2,845	2,68

ляющие рассчитать поглощение радиации в рассматриваемых полосах поглощения водяного пара с учетом содержания не только водяного пара, но и давления. Эти формулы имеют следующий вид:

$$\int A_\nu d\nu = cw^{1/2}(p+e)^k; \quad \int A_\nu d\nu < A_c; \tag{3.51}$$

$$\int A_\nu d\nu = C + D\lg w + K\lg(p+e); \quad \int A_\nu d\nu > A_c. \tag{3.52}$$

Здесь w — содержание водяного пара на пути лучей, выраженное в *г/см*^{2} или сантиметрах толщины слоя осажденной воды — «*см*» (очевидно, обе эти единицы измерения тождественны); p — общее давление (*мм*); e — упругость водяного пара (*мм*); c, k, C, K — эмпирические постоянные. Интегрирование в этих формулах распространяется на весь интервал частот, принадлежащих данной полосе поглощения. Зная ширину

полосы поглощения $\Delta\nu$, получим среднюю для рассматриваемой полосы поглощения функцию поглощения $\overline{A}$ по формуле

$$\overline{A} = \frac{1}{\Delta\nu}\int A_\nu d\nu. \qquad (3.53)$$

Формулы (3.51) и (3.52) представляют собой предельные соотношения, справедливые для слабого и сильного поглощения. A_c — промежуточное значение $\int A_\nu d\nu$. В табл. 16 указаны величины всех параметров, входящих в упомянутые формулы.

Таблица 16

Параметры формул, определяющих поглощение коротковолновой радиации водяным паром

Полоса	Область спектра, $см^{-1}$	c	k	C	D	K	A_c $см^{-1}$
ρστ	10 100—11 500	38	0,27	—	—	—	200
Φ	8 300— 9 300	31	0,26	—	—	—	200
Ψ	6 500— 8 000	163	0,30	202	460	198	350
Ω	4 800— 5 900	152	0,30	127	232	144	275
X	3 340— 4 400	316	0,32	337	246	150	200
3,2μ	2 800— 3 340	40,2	0,30	—	—	—	500
6,3μ	1 150— 2 050	356	0,30	302	218	157	160

Как видно из (3.51), при малых $\overline{A}$ поглощение следует закону квадратного корня, а при больших $\overline{A}$ является логарифмической функцией поглощающей массы w. Эти выводы вполне подтверждаются новыми исследованиями К. П. Василевского и Б. С. Непорента.

Подвергнув критическому анализу экспериментальные данные Ф. Фоуля о поглощении солнечной радиации всей толщей атмосферы, Д. Макдональд получил величины энергии, поглощенной в различных полосах водяного пара (табл. 17).

Располагая данными о функциях поглощения для отдельных полос поглощения водяного пара, нетрудно рассчитать интегральную функцию поглощения для коротковолновой радиации, а также и количество поглощенной радиации, выраженное в абсолютных единицах. Ф. Мёллер и Р. Мюгге получили для величины поглощенного в безоблачной атмосфере потока солнечной радиации ΔS, выраженного в *кал/см²·мин*, следующую простую эмпирическую формулу:

$$\Delta S = 0{,}172\,(m w_\infty)^{0{,}3}, \qquad (3.54)$$

где m — атмосферная масса в направлении на солнце, w_∞ — общее содержание водяного пара в атмосфере в направлении вертикали (*г/см²*).

Таблица 17

Поглощение солнечной радиации водяным паром

(кал/см² · мин)

Полоса	Границы полос, μ	Поток солнечной радиации за пределами атмосферы, *кал/см² · мин*	Общее содержание водяного пара на пути лучей, *г/см²*							
			0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0
a	0,70—0,74	0,0784	0,0016	0,0024	0,0047	0,0055	0,0071	0,0086	0,0102	0,0133
0,8 μ	0,79—0,84	0,0777	0,0019	0,0031	0,0054	0,0062	0,0077	0,0093	0,0108	0,0140
ρστ	0,86—0,99	0,1578	0,0142	0,0205	0,0300	0,0363	0,0426	0,0490	0,0520	0,0584
Φ	1,03—1,23	0,1648	0,0165	0,0230	0,0329	0,0379	0,0445	0,0478	0,0510	0,0560
Ψ	1,24—1,53	0,1432	0,0538	0,0601	0,0686	0,0758	0,0801	0,0830	0,0844	0,0858
Ω	1,53—2,10	0,1209	0,0350	0,0386	0,0423	0,0447	0,0458	0,0471	0,0496	0,0508
Общее поглощение . . .		0,7428	0,1230	0,1477	0,1839	0,2064	0,2278	0,2448	0,2580	0,2783

Позднее Мёллер предложил использовать вместо (3.54) более точную формулу, основанную на использовании данных о поглощении радиации, полученных Д. Говардом и др.,

$$\Delta S = \exp\{2{,}3026\,[-0{,}740 + 0{,}347\lg(mw_\infty) - 0{,}056\,(\lg(mw_\infty))^2 - 0{,}006\,(\lg(mw_\infty))^3]\}. \qquad (3.55)$$

Ниже приведены результаты расчетов ΔS, выполненных Мёллером по формуле (3.55):

mw_∞ г/см²	10^{-4}	10^{-3}	$5\cdot10^{-3}$	10^{-2}	$3\cdot10^{-2}$	$6\cdot10^{-2}$	10^{-1}
ΔS кал/см²·мин	0,00235	0,0074	0,017	0,025	0,044	0,060	0,090

mw_∞ г/см²	0,2	0,4	0,7	1,0	2	3	5	7	10
ΔS кал/см²·мин	0,111	0,139	0,167	0,187	0,227	0,254	0,285	0,310	0,335

Согласно данным Д. Макдональда (табл. 17), коэффициент 0,172 в формуле (3.54) должен быть изменен на 0,149. Хорошо описывает данные табл. 17 также простая эмпирическая формула, предложенная А. Онгстремом,

$$\Delta S = 0{,}10 + 0{,}21\left(1 - e^{-0{,}23\,mw_\infty}\right). \qquad (3.54а)$$

А. Онгстрем показал, однако, что эти формулы учитывают только чистое поглощение и их нельзя применять для расчета поглощения солнечной радиации в реальной атмосфере. В условиях реальной атмосферы существенную роль играет всегда также рассеяние солнечной радиации. Поэтому более надежной является следующая формула, учитывающая рассеяние солнечной радиации в области полос поглощения:

$$\Delta S = 0{,}10 + \frac{0{,}23\,w_\infty}{0{,}23\,w_\infty + \beta}\,0{,}21\,\left(1 - e^{-m\beta}\,e^{-0{,}23\,mw_\infty}\right). \qquad (3.54б)$$

Здесь β — оптическая масса атмосферы, обусловленная рассеянием. Расчеты показывают, что даже при β, равном 0,1 или 0,2, результаты определения ΔS по формуле (3.54б) заметно отличаются от тех, которые дает формула (3.54а).

Обычно общее содержание водяного пара в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения (1 см²) w_∞ изменяется в пределах от нескольких десятых до 1—2 г/см². Таким образом, количество солнечной радиации, поглощенной безоблачной атмосферой, составляет, как правило, величины порядка нескольких десятых кал/см²·мин. В дальнейшем будет показано, что общее ослабление солнечной радиации в атмосфере значительно больше. Это связано с тем, что главную роль в ослаблении солнечной радиации играет рассеяние (вне полос поглощения).

Как было показано в § 1, поглощение радиации зависит от давления в поглощающей среде. Эта зависимость заметно проявляется и в случае поглощения солнечной радиации. В табл. 18

приведена зависимость величин поглощенной солнечной радиации ΔS при различных значениях поглощающей массы водяного пара w, по данным Ф. Мёллера.

Таблица 18

Зависимость величины поглощенной солнечной радиации ΔS (10^{-3} *кал/см²·мин*) от давления

w *г/см²*	*p мб*				
	777	611	467	311	234
10^{-4}	3,36	3,13	2,89	2,56	2,35
10^{-3}	10,6	9,90	9,09	8,05	7,38
10^{-2}	34,8	32,8	29,4	26,1	24,0
10^{-1}	90,2	85,8	80,3	73,5	68,7
10^{0}	187,4	172,1	164,3	150,1	143,6
10^{1}	335,3	316,0	301,4	285,9	277,6

Как видно из таблицы, зависимость ΔS от p является весьма заметной. Для того чтобы учесть эту зависимость, Мёллер предложил рассчитывать поглощение солнечной радиации в атмосфере для среднего значения давления $\overline{p} = \frac{7}{9} p_0$; p_0 — давление на уровне земной поверхности. Заметим в связи с этим, что данные предыдущей таблицы рассчитаны для $\overline{p} = 777$ *мб* ($p_0 = 1000$ *мб*). Некоторое расхождение данных этих таблиц при малых w обусловлено неточностью экстраполяции экспериментальных данных с помощью формулы (3.55). Следует отметить, что вообще результаты определения ΔS различными авторами довольно существенно расходятся (особенно при малых w).

2. Поглощение длинноволновой (тепловой) радиации. Общие черты инфракрасного спектра поглощения водяного пара в атмосфере отчетливо видны на приведенном выше рис. 20. Как показывает этот рисунок, тепловое излучение, основная часть которого при обычных температурах локализована в области спектра от 4 до 40 μ, почти полностью поглощается атмосферой во всей указанной области спектра, за исключением промежутка примерно от 8 до 12 μ, где поглощение водяным паром незначительно. Точнее говоря, поглощение радиации водяным паром невелико и в области длин волн, несколько превышающих 12 μ, но значительно возрастает при длинах волн порядка 15—20 μ и более. Резкое увеличение поглощения при $\lambda > 12$ μ обусловлено, как будет показано далее, наличием в этой области спектра интенсивной полосы поглощения углекислого газа.

Промежуток длин волн 8—12 μ часто называют окном прозрачности атмосферы или просто атмосферным окном. Еще более отчетливую, чем на рис. 20, характеристику этого атмосферного окна можно получить из рис. 24. На этом рисунке изображено полученное А. Аделем спектральное распределение радиационного теплообмена между земной поверхностью и атмосферой (распределение энергии в спектре эффективного излучения). Величины ординат пропорциональны спектральному эффективному излучению зачерненной поверхности термопары, помещенной в фокусе инфракрасного спектрометра. Как видно, эффективное излучение в области длин волн $\lambda<8$ μ и $\lambda>12$ μ быстро уменьшается и практически падает до нуля. Это происходит потому, что в указанной области спектра поглощательная (соответственно излучательная) способность атмосферы очень

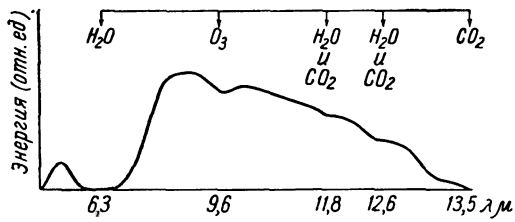


Рис. 24. Распределение энергии в спектре эффективного излучения.

велика и противоизлучение атмосферы полностью компенсирует излучение зачерненной поверхности термопары.

Кроме основного атмосферного окна в области длин волн выше 9—12 μ (см. рис. 23), наблюдается целый ряд окон прозрачности в близкой инфракрасной области спектра. А Аделем было обнаружено также атмосферное окно, которому соответствуют небольшие величины пропускания радиации, в области 16—24 μ. Что касается более далекой инфракрасной области спектра, то для нее характерно наличие очень интенсивной вращательной полосы поглощения, расположенной около 50 μ. Это можно видеть из рис. 25, на котором изображена вычисленная Г. Ямамото и Г. Ониши зависимость обобщенного коэффициента поглощения от частоты в далекой инфракрасной области спектра.

В диапазоне ультракоротких радиоволн имеет место интенсивная линия поглощения, расположенная около 1,35 *см*.

Выше были приведены в качестве количественных характеристик поглощения величины обобщенных коэффициентов поглощения l_ν, определяемых в предположении, что реальные полосы поглощения водяного пара могут быть схематизированы как полосы Эльзассера. В действительности несимметричность молекулы водяного пара как вибратора и ротатора приводит

к тому, что спектр поглощения является очень нерегулярным с точки зрения зависимости поглощения и интенсивности линий от частоты. Анализ экспериментальных данных показывает поэтому, что значительно более совершенной моделью полос поглощения является статистическая модель. Однако количественные характеристики поглощения для статистической полосы для

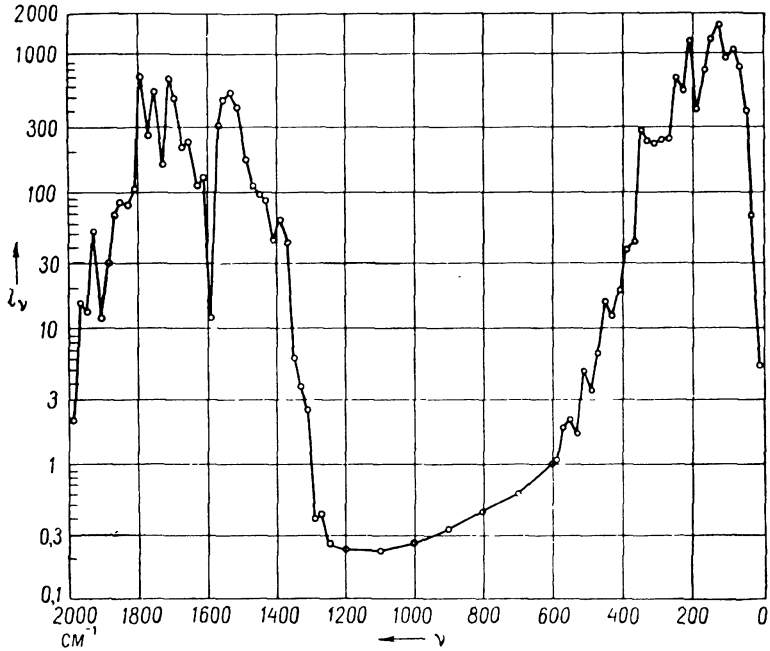


Рис. 25. Обобщенные коэффициенты поглощения водяного пара в далекой инфракрасной области спектра.

всего инфракрасного спектра поглощения до сих пор еще не определены.

Заметим только, что, по данным Д. Говарда и сотрудников, для всех полос поглощения водяного пара в близкой инфракрасной области спектра, а также для полосы около 6,3 μ монохроматическая функция пропускания может быть представлена следующей эмпирической формулой, вытекающей из (3.46):

$$P_\nu = \exp\left[-\frac{1{,}97\,\frac{w}{w_0}}{\left(1+6{,}57\,\frac{w}{w_0}\right)^{1/2}}\right].$$

Здесь w_0 — значение w, при котором $P_\nu = 1/2$. Величина w_0

является функцией частоты и общего давления в поглощающей среде.

Описание функций поглощения или пропускания с помощью аналитических представлений, полученных в § 1 для полос Эльзассера или статистической, является довольно совершенным, но весьма громоздким. Гораздо более удобно использовать для этого экспоненциально убывающую функцию пропускания типа (1.23). Хотя, строго говоря, такая функция пропускания применима только для монохроматической радиации (или для немонохроматической радиации при отсутствии зависимости коэффициента поглощения от длины волны), тем не менее приближенно ее можно использовать и для описания зависимости селективного пропускания от поглощающей массы применительно к спектральным интервалам конечной ширины.

Таблица 19

Логарифмические коэффициенты поглощения водяного пара

$\Delta\lambda$ μ	k_i $см^2/г$	$E_{\Delta\lambda}\cdot 10^5$ *кал/см²·мин* (в единичном телесном угле)	$\Delta\lambda$ μ	k_i $см^2/г$	$E_{\Delta\lambda}\cdot 10^5$ *кал/см²·мин* (в единичном телесном угле)
5,0— 5,5	40	123	19—20	43	568
5,5— 6,0	118	188	20—21	23	502
6,0— 6,5	198	287	21—22	58	455
6,5— 7,0	156	349	22—23	64	408
7,0— 7,5	46	439	23—24	75	364
7,5— 8,0	12,8	502	24—25	80	319
8,0— 8,5	3,4	570	25—26	53	290
8,5— 9,0	0,10	585	26—27	93	256
9,0—12,0	0,10	3880	27—28	116	232
12 —13	0,25	1150	28—29	136	208
13 —14	0,84	1088	29—30	152	190
14 —15	1,30	989	30—31	179	170
15 —16	1,65	850	31—32	179	156
16 —17	4,40	716	32—33	179	142
17 —18	17,2		33—34	198	128
18 —19	14,0	634	34—35	110	116

В табл. 19 приведены средние значения так называемых логарифмических коэффициентов поглощения k_i, соответствующие следующему аналитическому представлению интегральной функции пропускания:

$$P_J(w)=\sum_{i=1}^{n} p_i e^{-k_i w}, \qquad (3.56)$$

где p_i — доля падающей радиации, заключенной в спектральном интервале $\Delta\lambda$. Суммирование осуществляется по всем интервалам $\Delta\lambda$ в пределах рассматриваемой области спектра. Параллельно значениям коэффициентов поглощения в табл. 19 при-

ведены величины интенсивности абсолютно черного излучения $E_{\Delta\lambda}$ при $T = 290°$ K для соответствующих спектральных интервалов.

Необходимо подчеркнуть, что все величины коэффициентов поглощения, приведенные в табл. 19, следует расценивать как приближенные.

Оказывается, что с достаточной степенью точности можно заменить формулу (3.56) аналогичным, но гораздо более простым соотношением, в котором $n=4$, а $p_1=p_2=p_3=p_4={}^1/_4$:

$$P_J(w)=\frac{1}{4}\sum_{j=1}^{4} e^{-k_j w}, \qquad (3.57)$$

где k_j — осредненные коэффициенты поглощения, найденные путем осреднения k_i по выборкам интервалов спектра $\Delta\lambda$, которым соответствуют коэффициенты поглощения k_i, имеющие одинаковый порядок величины. Значения k_j в формуле (3.57) таковы: $k_1=0{,}10$ *см*^{2}/*г*; $k_2=1{,}14$ *см*^{2}/*г*; $k_3=19{,}6$ *см*^{2}/*г*; $k_4=114$ *см*^{2}/*г*. Эта формула может быть использована для оценок поглощения интегрального теплового излучения водяным паром.

Е. С. Кузнецов разработал метод представления функции пропускания с помощью экспоненциально убывающих функций и показал, что пропускание радиации в пределах любой полосы поглощения может быть удовлетворительно описано следующим образом:

$$P_J(w)=\gamma e^{-\alpha w}+(1-\gamma)e^{-\beta w}, \qquad (3.58)$$

где α, β и γ — параметры, определяемые по измеренным значениям $P_J(w)$ с помощью выведенных Кузнецовым. Значения этих параметров вычислены Е. М. Фейгельсон для ряда участков инфракрасного спектра поглощения водяного пара (табл. 20).

Таблица 20

Параметры α, β и γ

Участок спектра, μ	α	β	γ
	см^2/*г*		
5— 8	9	0,9	0,87
8—11	1,6	0,12	0,24
11—13	4,8	0,14	0,18
>17	$\geqslant$10	—	1,0

3. Поглощение радиации жидкой водой. Вода в атмосфере обычно находится не только в парообразной, но и в жидкой фазе. Существенно поэтому рассмотреть также некоторые данные о поглощении радиации жидкой водой.

Лабораторные исследования показывают, что жидкая вода обладает значительно более интенсивными полосами поглощения, чем водяной пар, причем полосы поглощения воды несколько сдвинуты относительно соответствующих полос водяного пара в сторону более длинных волн. Последнее обстоятельство можно проиллюстрировать следующей таблицей:

	Наименование полосы										
	a	0,8 μ	ρστ	Φ	Ψ		Ω		X		
Вода	0,745	0,85	0,98	1,18	1,46	1,79	1,98	2,52	2,97	4,69	6,1
Водяной пар	0,720	0,83	0,935	1,13	1,396	—	1,87	—	2,68	—	6,04 6,50

Как видно, для всех полос, расположенных в области длин волн $\lambda > 3$ μ, наблюдаются упомянутые сдвиги максимумов.

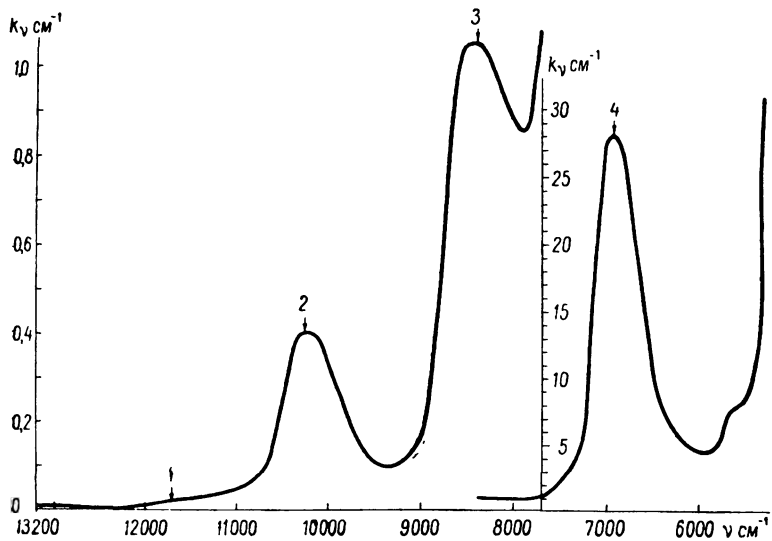


Рис. 26. Коэффициенты поглощения жидкой воды в инфракрасной области спектра (13 200—5600 $см^{-1}$).

1) $\nu = 11\,700\ см^{-1}$, $\nu_1 + 3\nu_3$, $k_\nu = 0{,}018\ см^{-1}$, *2)* $\nu = 10\,275\ см^{-1}$, $3\nu_3$, $k_\nu = 0{,}40\ см^{-1}$; *3)* $\nu = 8390\ см^{-1}$, $\nu_2 + 2\nu_3$, $k_\nu = 1{,}05\ см^{-1}$; *4)* $\nu = 6940\ см^{-1}$, $2\nu_3$, $k_\nu = 28{,}0\ см^{-1}$.

Однако полосы воды 1,79; 2,52 и 4,69 μ не имеют аналогов в спектре водяного пара. Что же касается полосы около 6 μ, то в случае водяного пара она имеет двойной максимум.

На рис. 26—27 изображена зависимость логарифмических коэффициентов поглощения воды от длины волны, по данным

автора, М. П. Бурговой, Г. Ф. Тотуновой и И. Ф. Гайнулина. Здесь величины коэффициентов поглощения выражены в $см^{-1}$ ($см^2/г$), а по оси абсцисс отложены значения волновых чисел. Данные рис. 26—27 отчетливо иллюстрируют большую интенсивность поглощения радиации водой в инфракрасной области

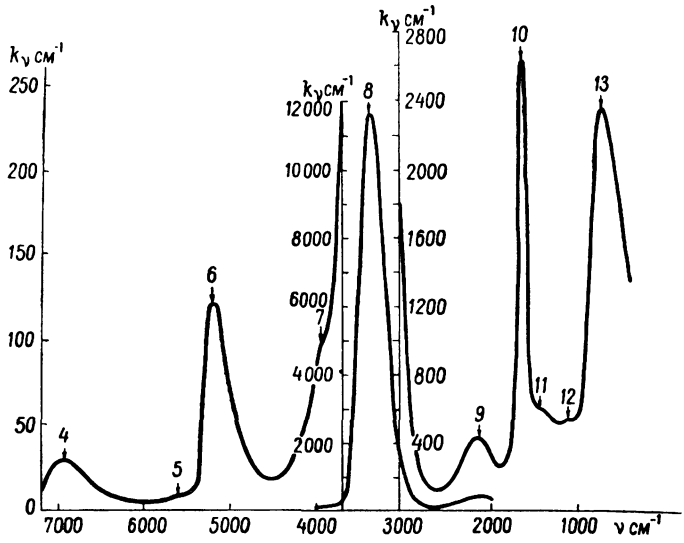


Рис. 27. Коэффициенты поглощения жидкой воды в инфракрасной области спектра (7200—400 $см^{-1}$).

5) $\nu = 5600$ $см^{-1}$, $\nu_1 + \nu_3$, $k_\nu = 7{,}85$ $см^{-1}$; *6)* $\nu = 5200$ $см^{-1}$, $\nu_2 + \nu_3$, $k_\nu = 122$ $см^{-1}$; *7)* $\nu = 3970$ $см^{-1}$, $\nu_1 + \nu_4$, $k_\nu = 94{,}0$ $см^{-1}$; *8)* $\nu = 3395$ $см^{-1}$, ν_3, ν_1, $k_\nu = 11\,700$ $см^{-1}$, *9)* $\nu = 2120$ $см^{-1}$, $\nu_2 + \nu_4$, $k_\nu = 435$ $см^{-1}$, *10)* $\nu = 1650$ $см^{-1}$, ν_2, $k_\nu = 2650$ $см^{-1}$; *11)* $\nu = 1370$ $см^{-1}$, $2\nu_4$, $k_\nu = 560$ $см^{-1}$; *12)* $\nu = 1115$ $см^{-1}$, $\nu_3 - \nu_4$, $k_\nu = 540$ $см^{-1}$; *13)* $\nu = 700$ $см^{-1}$, ν_4, $k_\nu = 2350$ $см^{-1}$.

спектра. Последнее приводит к тому, что жидкая вода практически не обладает окнами прозрачности, подобными тем, которые наблюдаются в случае водяного пара.

Так же как и водяной пар, жидкая вода поглощает радиацию не только в инфракрасной, но и в видимой области спектра. Однако поглощение здесь значительно менее интенсивно, что наглядно демонстрирует рис. 26.

Следует далее отметить, что приведенные выше данные о коэффициентах поглощения жидкой воды получены на основании измерений «чистого» поглощения пленками воды различной толщины.

В действительности нас интересует обычно ослабление радиации каплями воды. Очевидно, что в этом случае необходимо рас-

считывать ослабление радиации на основе теории рассеяния света на поглощающих частицах. Этот вопрос будет рассмотрен в главе III.

Таблица 21

Распределение энергии в спектре солнечной радиации после прохождения слоев воды различной толщины

Δλ μ	Толщина слоев воды, *см*								
	0	0,001	0,01	0,1	1	10	100	1000	10 000
0,3—0,6	237,0	237,0	237,0	237,0	236,2	236,2	229,4	172,9	13,9
0,6—0,9	359,7	359,7	359,7	359,0	353,4	304,9	128,6	9,5	—
0,9—1,2	178,8	178,7	178,1	172,2	122,8	8,2	—	—	—
1,2—1,5	86,6	86,1	81,8	63,3	17,1	—	—	—	—
1,5—1,8	80,0	78,2	63,7	27,0	—	—	—	—	—
1,8—2,1	25,0	23,0	10,9	—	—	—	—	—	—
2,1—2,4	25,3	24,5	18,9	1,1	—	—	—	—	—
2,4—2,7	7,2	6,3	2,0	—	—	—	—	—	—
2,7—3,0	0,4	0,2	—	—	—	—	—	—	—
Сумма	1000,0	993,7	952,1	859,6	730,2	549,3	358,0	182,4	13,9

Значительный интерес представляет вопрос о поглощении солнечной радиации в водных бассейнах. В табл. 21 по известному распределению энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности рассчитаны с учетом поглощения солнечной радиации спектральные распределения энергии на различных глубинах. Как видно из приведенной таблицы, уже на глубины, превышающие 1 *м*, проникает только солнечная радиация коротковолновой области спектра.

§ 3. Спектр поглощения углекислого газа

Углекислый газ обладает несколькими полосами поглощения в инфракрасной области спектра, расположенными в области длин волн $\lambda > 2$ μ. Установлено также наличие поглощения радиации углекислым газом в далекой ультрафиолетовой области спектра 1000—2000 Å. Однако интенсивность солнечной радиации как в инфракрасной, так и в далекой ультрафиолетовой области спектра очень мала. Поэтому практически поглощение солнечной радиации углекислым газом можно не принимать во внимание.

Совсем иначе обстоит дело в отношении длинноволновой радиации. Учет поглощения длинноволновой радиации углекислым газом весьма существен.

Молекула углекислого газа представляет собой линейную молекулу (рис. 28), причем расстояние между ядром углерода и ядрами кислорода составляет 1,15 Å. Интенсивные полосы по-

глощения углекислого газа в инфракрасной области спектра обусловлены колебательными переходами. Наблюдается три типа нормальных колебаний молекулы углекислого газа, которым соответствуют такие основные частоты: $\nu_1 = 1361\ см^{-1}$; $\nu_2 = 673\ см^{-1}$; $\nu_3 = 2378\ см^{-1}$ (рис. 28). Однако только два типа колебаний, с частотами ν_2 и ν_3, активны в поглощении. Указанным основным частотам соответствуют две интенсивные полосы поглощения — около 4,3 и 14,7 μ. Кроме этих основных полос, обнаружены также полосы поглощения CO_2, центрированные при длинах волн 2,7 и 10 μ, и ряд других слабых полос.

Полоса, расположенная около $\lambda = 10$ μ, является очень слабой, и поэтому практически ее можно не учитывать. Что же касается полос, локализованных при 2,7 и 4,3 μ, то они расположены на крыле кривой спектрального распределения интенсивности абсолютно черного излучения при тех температурах, которые имеют

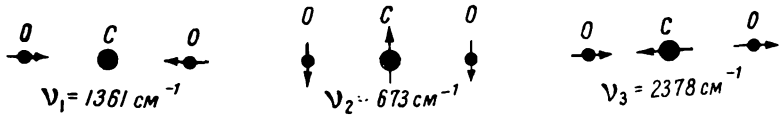


Рис. 28. Нормальные колебания молекулы углекислого газа.

место в атмосфере, и потому, хотя вторая из названных полос является достаточно интенсивной, все же влиянием этих обеих полос на поглощение длинноволнового излучения земли или атмосферы можно пренебречь.

Таким образом, существенным оказывается лишь учет поглощения в области широкой (12,9—17,1 μ) полосы, локализованной при 15 μ. Этот вывод становится вполне ясным, если обратиться к рассмотрению табл. 22, в которой даны логарифмические коэффициенты поглощения в центрах перечисленных выше полос. Параллельно указаны относительные величины потока абсолютно черного излучения при различных T (в процентах от общего излучения $B = \sigma T^4$), соответствующие указанным в таблице интервалам длин волн $\Delta\lambda$.

Из табл. 22 совершенно ясно видно, что пренебрегать учетом поглощения углекислым газом ни в коем случае нельзя, причем единственной полосой поглощения, учет которой практически важен, является полоса около 15 μ. В связи с большим влиянием, которое оказывает полоса 15 μ на лучистый теплообмен в атмосфере, за последние годы выполнено большое число исследований, посвященных излучению этой полосы. В результате этих исследований весьма детально изучена структура полосы 15 μ. Было установлено, что структура этой полосы сравнительно проста. В силу линейного расположения атомов в молекуле CO_2 и симметричности молекулы как вибратора и ротатора тонкая вра-

Таблица 22

Коэффициенты поглощения углекислого газа и распределение энергии (%) в спектре излучения абсолютно черного тела

T	$\Delta\lambda$ μ			
	2,6—2,8 (2,7)	4,10—4,45 (4,3)	9,1—10,9 (10.0)	12,9—17,1 (14,7)
	k (1/*м* воздуха при нормальном давлении и температуре)			
	0,025	0,33	$2\cdot10^{-5}$	0,083
193	—	—	5,1	18,5
213	—	—	6,9	19,9
233	—	—	8,5	20,5
253	—	0,1	10,0	20,6
273	—	0,1	11,1	20,2
293	—	0,2	12,0	19,6
313	—	0,4	12,6	18,9
373	0,03	1,1	13,2	15,5

щательная структура полосы углекислого газа 15 μ оказывается весьма регулярной. Это позволило выполнить теоретические расчеты поглощения радиации углекислым газом в предположении, что в данном случае достаточно удовлетворительной должна быть модель полосы Эльзассера.

Следует заметить, что интенсивность линий в полосе 15 μ изменяется значительно, но весьма регулярное расположение линий делает все же модель полосы Эльзассера предпочтительнее статистической модели, особенно если вместо одной изолированной полосы Эльзассера рассматривать две налагающиеся друг на друга полосы с различными интенсивностями линий в каждой из полос.

Д. Говард и его сотрудники представили результаты выполненных ими измерений поглощения радиации в полосах CO_2 с помощью эмпирических формул (3.51) и (3.52). Значения постоянных, входящих в эти формулы, приведены в табл. 23.

Если принять ширину полосы поглощения 15 μ равной 250 $см^{-1}$ (что соответствует границам полосы 550—800 $см^{-1}$), тогда с помощью формулы (3.52) получим для функции поглощения полосы $\overline{A}$

$$\overline{A}_J = \frac{1}{250}\int A_\nu d\nu = -0{,}27 + 0{,}22\lg\left[u\,(p+p')^{0{,}855}\right], \qquad (3.59)$$

где p' — парциальное давление углекислого газа, u — содержание CO_2 («*см*»).

Для функции поглощения всей полосы поглощения 15 μ предложено также несколько других простых эмпирических соотно-

Таблица 23

Параметры формул, определяющих поглощение радиации углекислым газом

Полоса, μ	Область спектра, $см^{-1}$	c	k	C	D	K	A_c $см^{-1}$
14,7	550— 800	3,16	0,44	—68	55	47	50
5,2	1870—1980	0,024	0,40	—	—	—	30
4,8	1980—2160	0,12	0,37	—	—	—	60
4,3	2160—2500	—	—	27,5	34	31,5	50
2,7	3480—3800	3,15	0,43	—137	77	68	50
2,0	4750—5200	0,492	0,39	—536	138	114	80
1,6	6000—6550	0,063	0,38	—	—	—	80
1,4	6650—7250	0,058	0,41	—	—	—	80

шений. Так, например, согласно Ф. Н. Шехтер, можно использовать такое аналитическое представление:

$$\overline{A}_J = 1 - e^{-au^b}, \tag{3.60}$$

где $a=0{,}32$; $b=0{,}4$. Определение постоянных этой формулы, выполненное автором и Л. И. Недовесовой по экспериментальным данным Д. Говарда и сотрудников, относящимся к $p=1000$ *мб*, дало несколько иные значения постоянных в этой формуле: $a=0{,}256$; $b=0{,}41$. Автор и Х. Ю. Нийлиск предложили следующую эмпирическую формулу:

$$\overline{A}_J = 10^{(a+bu^c)^d}, \tag{3.60а}$$

где $a=1{,}44$; $b=-0{,}309$; $c=-0{,}287$; $d=2$.

Е. М. Фейгельсон, используя формулу Е. С. Кузнецова (3.58), получила значения постоянных в этой формуле, соответствующие различным участкам спектра (табл. 24).

Таблица 24

Постоянные формулы Е. С. Кузнецова для полосы поглощения углекислого газа 15 μ

Участок спектра, μ	α	β	γ
	$см^2/г$		
12,5—13; 17—17,5	22,1	0,19	0,1
13—14; 16—17	30	1,25	0,5
14—16	143	1,1	0,95

На рис. 29 изображены результаты экспериментальных и теоретических исследований функции поглощения полосы погло-

щения углекислого газа 15 μ согласно сводке, составленной Г. Ямамото и Т. Сасамори. По оси абсцисс отложены величины $\lg u$, где u — содержание углекислого газа, выраженное в сантиметрах слоя газа, находящегося при нормальном давлении (1000 *мб*) и температуре (300° К). Величина u может быть опре-

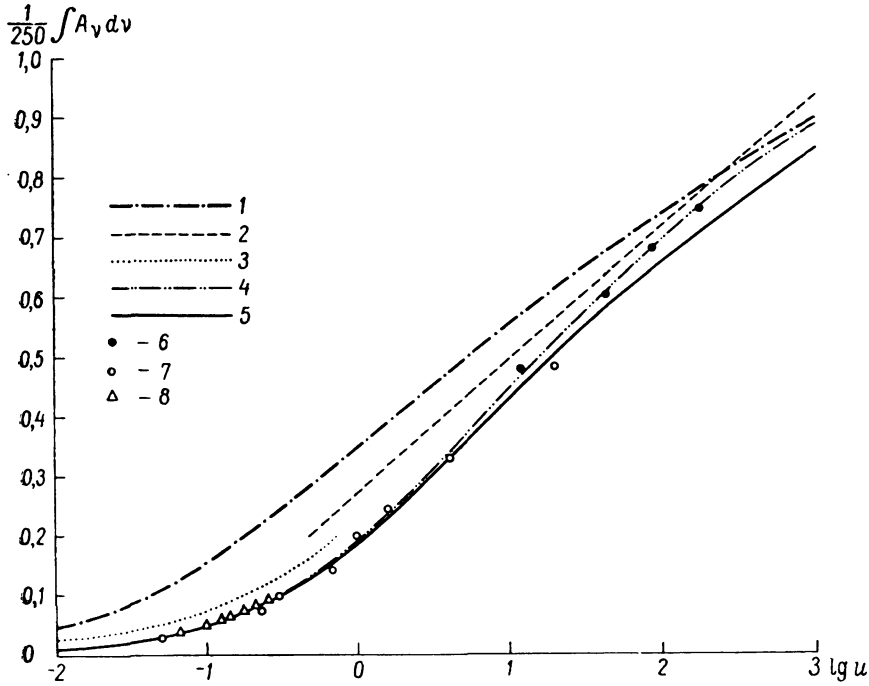


Рис. 29. Сравнение функций поглощения полосы поглощения углекислого газа 15 μ.

1 — по Эльзассеру и Кингу; *2* — по Говарду (приближение «сильного» поглощения); *3* — по Говарду (приближение «слабого» поглощения); *4* — наиболее вероятная кривая; *5* — результаты расчетов Ямамото и Сасамори; *6* — данные измерений Говарда, Берча и Вильямса при давлении 740 *мм*; *7* — старые данные измерений, собранные Каллендером; *8* — данные измерений Каплана и Эггерса при давлении 1,25 *атм*.

делена по формуле $u = \frac{1}{\rho^0_{CO_2}} \int \rho_{CO_2} dl$, где интегрирование распространяется на всю длину пути луча в поглощающем слое, а $\rho^0_{CO_2}$ — объемная концентрация углекислого газа при нормальных условиях. Все данные рис. 29 относятся к однородной среде при нормальных значениях давления и температуры. Ямамото и Сасамори считают наиболее надежными данные, соответствующие кривой *4*. При $u < 10$ «*см*» кривая *4* совпадает с данными теоретических расчетов Ямамото и Сасамори, а также с экспе-

риментальными данными Г. Каллендера, Д. Эггерса и Л. Каплана. При больших содержаниях углекислого газа кривая *4* проведена по точкам, соответствующим экспериментальным результатам Д. Говарда, Д. Берча и Д. Вильямса. Завышенность результатов расчетов по формулам (3.51) и (3.52) объясняется неточностью этих формул, а также тем, что экспериментальные данные Д. Говарда и других являются, по-видимому, завышенными при малых u.

Влияние давления на поглощение радиации углекислым газом может быть учтено с помощью формулы (3.59). Однако эмпирические постоянные в этой формуле не определены пока еще достаточно надежно. Так, например, по данным Ямамото и Сасамори показатель степени в формуле (3.59) равен не 0,855, а 0,83.

Таблица 25

Функция поглощения для различных участков полосы поглощения углекислого газа 15 μ (в долях единицы)

Участок спектра, μ	u «см»										
	0,01	0,03	0,1	0,3	1	3	10	30	100	300	1000
12—13						0,001	0,004	0,012	0,029	0,075	0,192
13—14	0,001	0,003	0,008	0,021	0,048	0,105	0,262	0,450	0,662	0,822	0,939
14—15	0,027	0,059	0,136	0,266	0,480	0,718	0,921	1,000	—	—	—
15—16	0,017	0,039	0,107	0,233	0,440	0,682	0,893	0,984	1,000	—	—
16—17	0,002	0,005	0,013	0,025	0,061	0,137	0,304	0,510	0,783	0,948	1,000
17—18	—	—	—	0,001	0,003	0,010	0,025	0,072	0,181	0,330	0,575
12—18	0,008	0,017	0,043	0,088	0,166	0,266	0,387	0,486	0,584	0,665	0,751
$\int A_\nu d\nu$ $см^{-1}$	2,2	4,7	12,0	24,4	46,1	73,9	108	135	162	185	209

Для расчетов поглощения радиации углекислым газом существенный интерес представляют данные, относящиеся к отдельным участкам полосы CO_2 15 μ. В табл. 25 приведены такие данные, полученные Ямамото и Сасамори для нормальных условий путем теоретических расчетов (полуширина линий α принята равной 0,064 $см^{-1}$); указаны также величины $\int A_\nu d\nu$ для всей полосы поглощения.

Исследование зависимости поглощения от давления для отдельных участков полосы 15 μ показало, что в этом случае зависимость поглощения от давления сказывается более сильно, чем для всей полосы поглощения в целом. То же самое относится к зависимости поглощения от температуры.

Расчеты Сасамори показали, что даже для интегрального поглощения в полосе углекислого газа 15 μ температурная за-

висимость поглощения существенна, особенно при больших толщах поглощающего слоя газа. С увеличением температуры среды происходит заметное увеличение поглощения. Поэтому, строго говоря, при расчетах поглощения радиации углекислым газом следует учитывать зависимость поглощения как от давления, так и от температуры. Как показали Ямамото и Сасамори, введение этих поправок облегчается благодаря тому, что поправки являются аддитивными. Поэтому их можно учесть, располагая данными, раздельно характеризующими зависимость поглощения от содержания углекислого газа при различных значениях давления и температуры. Ямамото и Сасамори рекомендуют определять эффективные значения поглощающей массы, давления и температуры по таким формулам:

$$u_e = \int \frac{p}{p_0}\, du,$$

$$p_e = \frac{\int p\, du}{\int du},$$

$$T_e = \frac{\int T\, du}{\int du}.$$

Все рассмотренные выше данные характеризуют поглощение направленной радиации. Для определения функции поглощения диффузной радиации можно воспользоваться либо точной формулой (1.31), либо приближенным соотношением (1.32). Как показали автор и Х. Ю. Нийлиск, в очень широком диапазоне содержаний углекислого газа можно принять $\beta = 1{,}66$.

Учитывая данные о поглощении длинноволновой радиации водяным паром, нетрудно видеть, что в области полосы углекислого газа 15 μ инфракрасные спектры поглощения водяного пара и углекислого газа перекрываются. Это означает, что в рассматриваемой области спектра атмосферу следует рассматривать как двухкомпонентную поглощающую среду.

Определение монохроматической функции пропускания для двухкомпонентной (и вообще многокомпонентной) среды не представляет труда, так как в данном случае справедлива следующая очевидная формула:

$$P_{J_\lambda} = e^{-\sum_{i=1}^{n} k_{\lambda,\, i}\, w_i}, \qquad (3.61)$$

где $k_{\lambda,\, i}$, w_i — массовые коэффициенты поглощения и массы поглощающих радиацию веществ соответственно. Суммирование распространяется на все n поглощающих компонент.

Задача определения функции пропускания многокомпонентной среды для широких спектральных интервалов является

значительно более сложной. Эта задача решается просто лишь в том случае, если предположить, что функции пропускания для широких интервалов спектра являются экспоненциальными. Расчеты автора показывают, что значения средних коэффициентов поглощения k_2 и k_3 в формуле (3.57) должны быть для учета поглощения радиации углекислым газом увеличены до значений

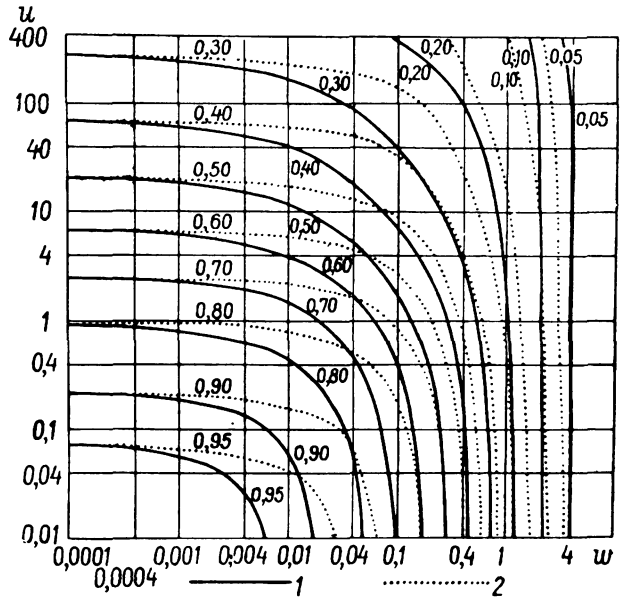


Рис. 30. Функция пропускания атмосферы в области длин волн 12—18 μ с учетом поглощения радиации углекислым газом и водяным паром.

1 — по данным автора и Ямамото; *2* — по данным Ямамото, Ониши и Сасамори

$k_2 = 4{,}96$; $k_3 = 19{,}6$. При этом w в формуле (3.57) следует по-прежнему рассматривать как массу водяного пара. Такой прием учета наложения полос поглощения водяного пара и углекислого газа годится, однако, только для приближенных оценок.

На рис. 30 приведены значительно более точные результаты расчетов функции пропускания атмосферы в области полосы CO_2 15 μ, выполненных автором и Х. Ю. Нийлиск с учетом диффузности излучения. Здесь для сравнения даны величины функции пропускания по данным Г. Ямамото, Г. Ониши и Т. Сасамори. Как видно, принятие различных данных о поглощении радиации водяным паром имеет существенное значение, особенно при малых содержаниях углекислого газа u «*см*» и больших содержаниях водяного пара w «*см*».

§ 4. Спектры поглощения озона и кислорода

Озон является третьей важнейшей поглощающей радиацию компонентной атмосферы и имеет весьма богатый спектр поглощения с интенсивными полосами поглощения в области коротких и длинных волн. Интенсивным поглощением ультрафиолетовой радиации обладает кислород.

1. Поглощение коротковолновой радиации. Еще в конце XIX в. было высказано предположение, что наблюдаемый «обрыв» солнечного спектра в области длин волн короче 0,3 μ обусловлен поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации озоном. В начале XX в. это предположение было обосновано целым рядом наблюдений. Наблюдения, выполненные в естественных и лабораторных условиях, показали, что озон обладает несколькими полосами поглощения в области спектра солнечной радиации, причем наиболее интенсивна полоса поглощения в ультрафиолетовом участке спектра.

На рис. 31 схематически представлены полосы поглощения озона в ультрафиолетовой и видимой областях спектра солнечной радиации, а также две полосы поглощения кислорода. По оси абсцисс отложены длины волн, выраженные в Å; по оси ординат — десятичные коэффициенты поглощения в различных масштабах для разных полос поглощения (под десятичными коэффициентами поглощения понимаются величины k_λ в соотношении $S_\lambda = S_{0,\lambda}\, 10^{-k_\lambda x}$, где x — содержание озона или кислорода, выраженное как толщина поглощающего радиацию слоя в сантиметрах при температуре 0° С и давлении 1000 *мб*). Как видно из рисунка, в ультрафиолетовой области солнечного спектра имеет место очень интенсивная полоса поглощения, называемая полосой Гартлея, простирающаяся в области длин примерно от 2200 до 3200 Å. Наличие этой полосы поглощения и обусловливает обрыв солнечного спектра в области длин волн $\lambda < 3000$ Å. К полосе Гартлея примыкают так называемые полосы Хёггинса, охватывающие участок спектра 3000—3450 Å. В видимой области спектра располагается система значительно менее интенсивных, чем названные выше, полос Шаппюи (4400—7500 Å).

Влияние различных полос поглощения озона на ослабление солнечной радиации можно наглядно охарактеризовать с помощью рис. 32. Нижняя кривая на этом рисунке характеризует спектральное распределение солнечной радиации у земной поверхности. Верхняя кривая определяет распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при $T = 6000°$ К, которое в первом приближении можно считать тождественным спектральному распределению солнечной радиации за пределами атмосферы. Цифрой *1* помечен край полосы Гартлея, цифрами *2* и *3* — соответственно полосы Хёггинса и Шаппюи. Как видно, поглощение солнечной радиации, обусловленное последними,

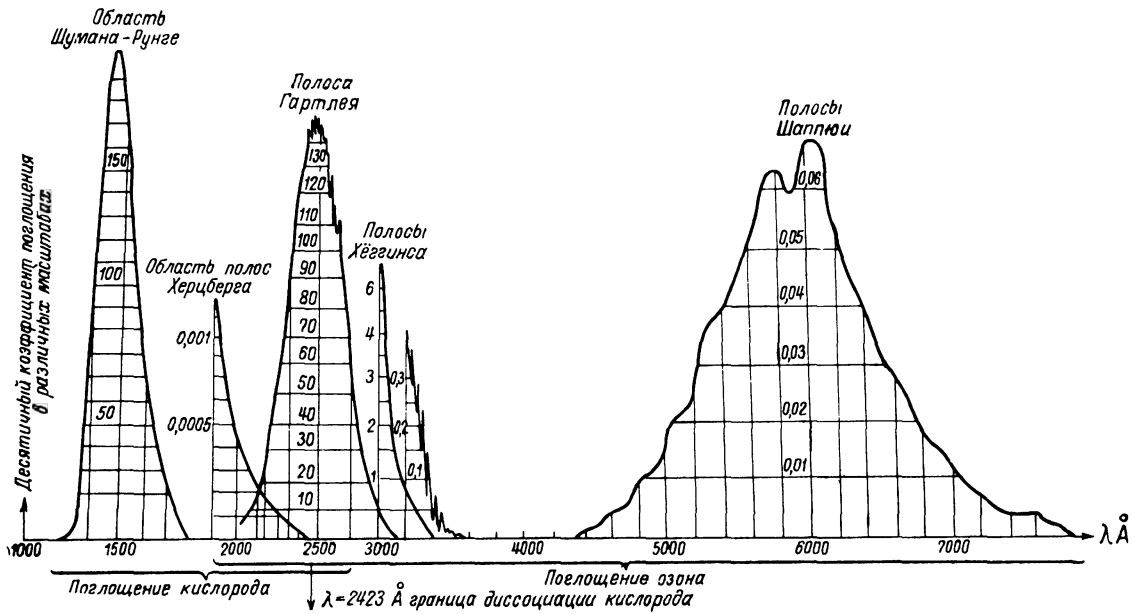


Рис. 31. Коэффициент поглощения озона и кислорода в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (в различных масштабах).

весьма незначительно. Что же касается полосы Гартлея, то она обусловливает полное поглощение солнечной радиации в области коротких длин волн.

Озон обладает также весьма интенсивным поглощением в далекой ультрафиолетовой области спектра (1050—2200 Å). Величина десятичного коэффициента поглощения колеблется здесь от нескольких единиц до значений порядка 100 «*см*»$^{-1}$.

Расчет общего поглощения солнечной радиации озоном показывает, что в результате этого поглощения интегральный поток солнечной радиации изменяется сравнительно незначительно. Доля солнечной радиации, поглощенной озоном, в зависимости от высоты солнца и общего содержания озона в атмосфере колеблется примерно от 1,5 до 3%. В качестве средней оценки доли интегрального потока солнечной радиации, поглощенной атмосферным озоном, можно принять величину, равную 2,1%. Эта величина рассчитана как средняя для всего северного полушария (с учетом различия средних атмосферных масс в различных пунктах полушария). В главе о спектральном составе прямой солнечной радиации мы вернемся к вопросу о поглощении солнечной радиации озоном и изучим более детально вопрос о влиянии озона на ультрафиолетовый спектр солнечной радиации.

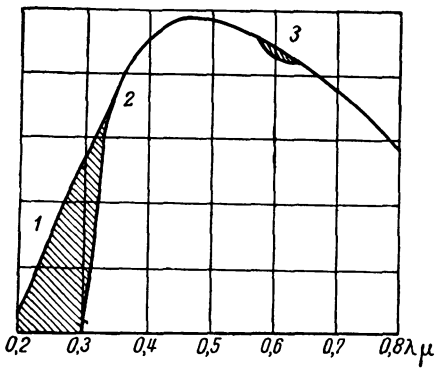


Рис. 32. Поглощение солнечной радиации озоном.

Кислород имеет в видимой области спектра солнечной радиации две полосы поглощения, одна из которых центрирована около 0,69 μ (полоса *B*), другая — около 0,76 μ (полоса *A*). Однако влияние обеих полос на поглощение солнечной радиации очень невелико. Помимо указанных двух полос, кислород обладает также несколькими системами полос поглощения в далекой ультрафиолетовой области спектра солнечной радиации. Одна из этих систем, получившая название системы Шумана—Рунге, локализована в области длин волн 1750—2026 Å; другая — так называемая система Херцберга — занимает область спектра 2420—2600 Å (см. рис. 31).

Интенсивные, но пока еще недостаточно исследованные полосы поглощения имеет кислород в промежутке 1050—1750 Å, а также и в области еще более коротких длин волн. Так, например, в интервале 850—1050 Å обнаружены полосы, получившие

название полос Хопфилда, а также ряд полос, которые до сих пор не идентифицированы. Для длин волн короче 850 Å характерно наличие непрерывного поглощения с максимумом около 400—600 Å. К длинам волн порядка 100 Å коэффициент поглощения кислорода уменьшается до очень малых значений. Как и полосы A и B, указанные выше системы полос обусловливают поглощение лишь очень небольшой доли общего потока прямой солнечной радиации. Несмотря на это, поглощение солнечной радиации, обусловленной рассматриваемыми системами полос, имеет существенное значение для ряда вопросов. Известно, например, что под действием радиации длин волн $\lambda<2420$ Å кислород подвергается диссоциации и что с этим процессом диссоциации кислорода связано образование в атмосфере озона. Поскольку первая из указанных выше систем полос кислорода расположена в области спектра $\lambda<2420$ Å, а вторая имеет своей нижней границей $\lambda=2420$ Å, то они именно и являются ответственными за диссоциацию, обусловленную поглощением солнечной радиации в этих системах полос. Таким образом, исследование поглощения солнечной радиации в далекой ультрафиолетовой области спектра имеет существенное значение для выяснения вопроса о причинах и закономерностях образования атмосферного озона.

Установлено также, что поглощение солнечной радиации в области спектра 1100—2200 Å существенно сказывается и на тепловом режиме высоких слоев атмосферы. Так, например, расчеты показали, что на различных высотах в атмосфере в пределах от 90 до 125 *км* изменения температуры воздуха, возникающие за счет поглощения солнечной радиации кислородом, могут достигать нескольких градусов в час.

Интенсивным поглощением радиации в далекой ультрафиолетовой области спектра обладают азот, атомарный кислород и некоторые другие газы. Доля интегрального потока солнечной радиации, поглощенная этими газами, ничтожно мала. Однако значение поглощения солнечной радиации в далекой ультрафиолетовой области спектра для протекания различных процессов в верхней атмосфере исключительно велико. Для характеристики поглощения ультрафиолетовой солнечной радиации в атмосфере на рис. 33 изображена зависимость высоты, на которой интенсивность солнечной радиации убывает в e раз по сравнению с соответствующим значением за пределами атмосферы, от длины волны. Как видно, контролирующее влияние на поглощение ультрафиолетовой солнечной радиации оказывают озон, кислород и азот. Заметим при этом, что разброс точек на рис. 33 обусловлен расхождением различных экспериментальных данных.

2. Поглощение длинноволновой радиации. Кислород и азот не имеют полос поглощения в инфракрасной области спектра. Поглощением и излучением длинноволновой радиации озоном

также обычно пренебрегают при расчете переноса теплового излучения или лучистого теплообмена в атмосфере. Хотя такое пренебрежение, как будет показано далее, обоснованно, следует отметить, что при решении некоторых задач (например, при построении теории теплового режима стратосферы) учет поглощения и излучения длинноволновой радиации озоном может оказаться существенным.

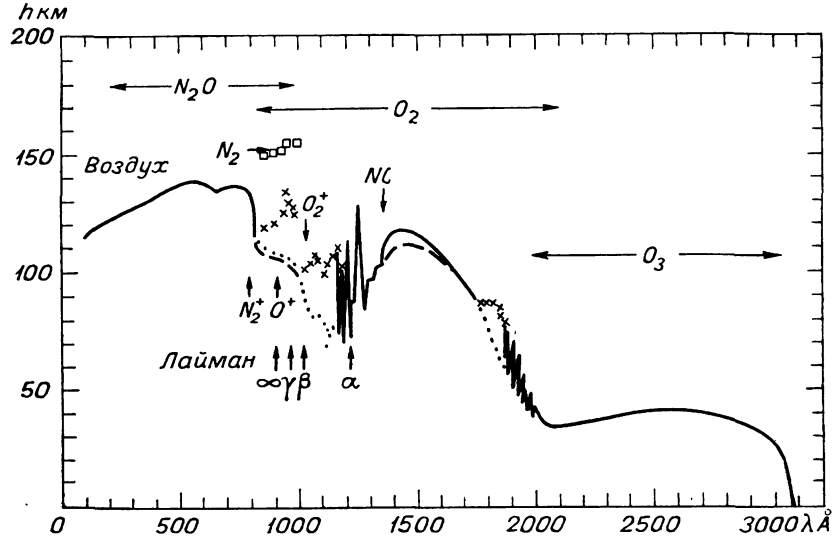


Рис. 33. Поглощение ультрафиолетовой солнечной радиации в атмосфере.

Структура молекулы озона изучена еще недостаточно. Не вполне однозначной является в настоящее время и идентификация инфракрасных полос поглощения озона. Отметим только, что, по данным В. Н. Кондратьева и А. В. Яковлевой, молекула озона, подобно молекуле углекислого газа, должна иметь линейную форму. По последним данным, угол связи молекулы озона равен $116°49' \pm 30'$, а длина «боковых» сторон составляет $1{,}278 \pm 0{,}003$ Å.

Общее представление об инфракрасном спектре поглощения озона можно получить из рассмотрения рис. 34, на котором изображена зависимость пропускания радиации озоном от длины волны в области спектра 0,6—26 μ по данным лабораторных измерений. Как видно, в указанной области спектра отчетливо обнаруживаются полосы поглощения, центрированные при следующих значениях длин волн: 2,7; 3,28; 3,57; 4,75; 5,75; 9,65 и 14,1 μ (последняя полоса имеет два максимума — при 13,8 и 14,4 μ). За последнее время обнаружена также полоса озона около 9,1 μ. В условиях атмосферы достаточно отчетливо наблюдается лишь

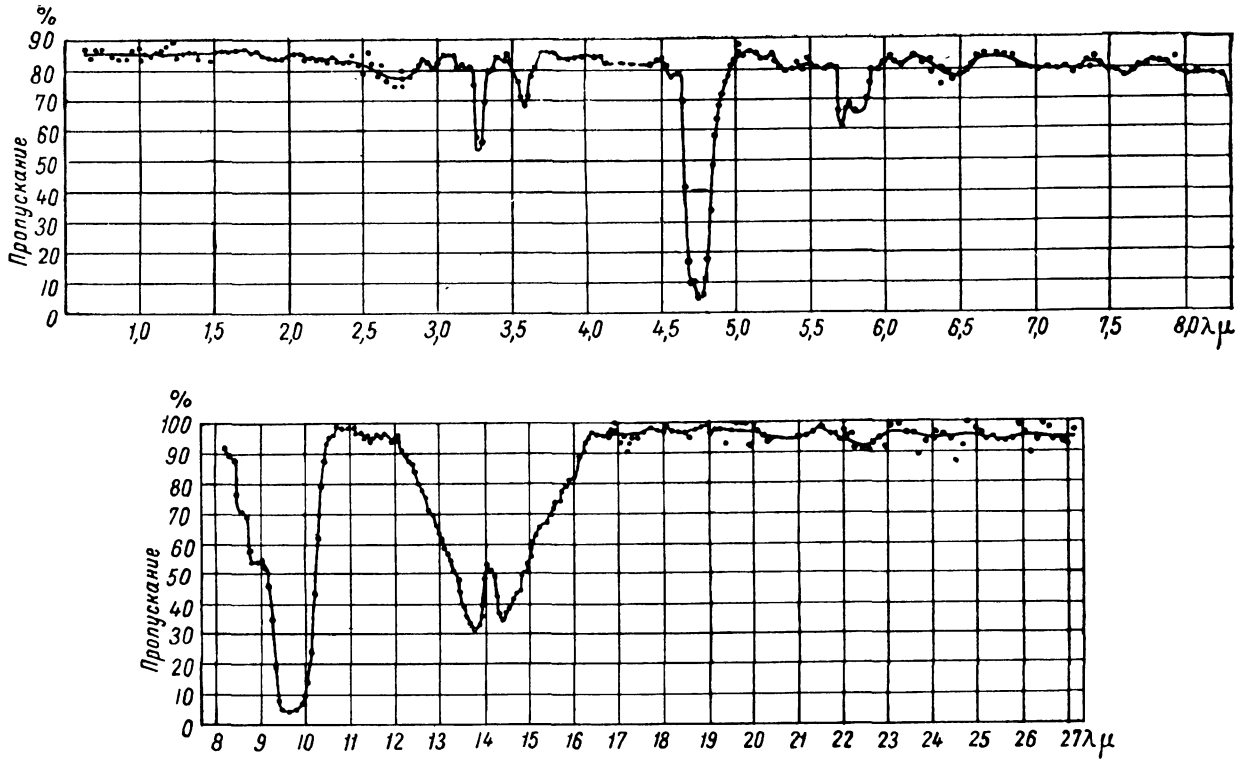


Рис. 34. Поглощение радиации озоном в инфракрасной области спектра.

узкая, но интенсивная полоса 9,6 μ. Остальные же полосы поглощения озона перекрываются более интенсивными полосами водяного пара и углекислого газа. В связи с этим мы ограничимся в дальнейшем только характеристикой полосы поглощения озона 9,6 μ. Тонкая структура полосы 9,6 μ детально исследована как в естественных, так и в лабораторных условиях. Что же касается количественных характеристик поглощения радиации, обусловленного этой полосой, то они могут быть определены по данным лабораторных измерений Д. Стронга. Как показал Стронг, общее поглощение длинноволнового излучения, обусловленное полосой озона 9,6 μ, можно с достаточной степенью точности описать законом квадратного корня. Однако, как было обнаружено автором и Т. Д. Матрешиной, использование экспоненциальной функции поглощения также дает вполне удовлетворительные результаты. Определение среднего для всей полосы значения коэффициента поглощения дало $k=5$ «*см*»$^{-1}$ при давлении $p=1000$ *мб*. Зависимость коэффициента поглощения от давления может быть описана следующей простой формулой:

$$k(p)=k(p_0)\left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/4}. \qquad (3.62)$$

Ширина полосы поглощения принимается в данном случае равной 0,5 μ (9,4—9,9 μ).

Более сложная зависимость интегрального поглощения радиации для полосы озона 9,6 μ найдена Э. Эпштейном, Ч. Остербергом и А. Аделем. Эти авторы получили следующую функцию пропускания:

$$P_J=\left[1+10^{0{,}4019+0{,}7736\lg x\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0{,}253}}\right]^{-1}, \qquad (3.63)$$

где x — общее содержание озона, выраженное в «*см*».

Еще более сложное аналитическое представление, характеризующее зависимость интегрального поглощения, обусловленного полосой O_3 9,6 μ, от содержания озона, получено Ч. Д. Уолшоу по данным выполненных им лабораторных измерений. Согласно Уолшоу,

$$\int A_\nu\, d\nu=\Delta\nu\left[1-10^{-\mu f(\varphi)}\right], \qquad (3.64)$$

где интегрирование в левой части ведется по всем частотам полосы 9,6 μ. Здесь $\Delta\nu$ — ширина полосы поглощения, принятая равной 138 *см*$^{-1}$; $\mu=x\zeta$; $\varphi=\frac{x\zeta^a}{p}$; x — содержание озона в «*см*»; a — эмпирическая постоянная; $\zeta(x)$ — произвольная функция x; давление p выражено в *мм* рт. ст.

Можно показать, что в частном случае $\zeta=a=1$ и $f(\varphi)=A(1+B\varphi)^{-\frac{1}{2}}$ (A, B — постоянные) формула (3.64) становится

тождественной аналогичной формуле для статистической модели полосы поглощения.

По данным измерений Уолшоу, постоянная $a=2{,}11$, а функция $\zeta(x)$ для различных значений x может быть аппроксимирована таким образом:

$$\zeta(x)=\begin{cases}\dfrac{1+0{,}1025x}{1+1{,}6x}; & x\leqslant 0{,}1\\ 0{,}984\cdot 10^{-0{,}53x}; & 0{,}1\leqslant x\leqslant 0{,}4\\ 0{,}317x^{-0{,}74}; & x\geqslant 0{,}4\end{cases} \tag{3.65}$$

Функция $f(\varphi)$ выражается следующей формулой:

$$f(\varphi)=1{,}185(1+734\varphi)^{-1/2}\eta(\varphi); \tag{3.66}$$

значения $\eta(\varphi)$ приведены ниже:

$\lg\varphi$	—4,0	—3,9	—3,8	—3,7	—3,6	—3,5	—3,4	—3,3	—3,2	—3,1
$\eta(\varphi)$	1	0,998	0,995	0,993	0,989	0,984	0,982	0,980	0,977	0,977

$\lg\varphi$	—3,0	—2,9	—2,8	—2,7	—2,6	—2,5	—2,4	—2,3	—2,2	—2,1	—2,0
$\eta(\varphi)$	0,977	0,979	0,982	0,989	1,002	1,016	1,030	1,045	1,057	1,069	1,079

Средняя ошибка расчетов по формуле (3.64) составляет 2,4%, а максимальная ошибка равна 5%. По-видимому, эту формулу следует считать наиболее точной из всех формул, предложенных для расчета интегрального поглощения в полосе озона 9,6 μ.

Для описания поглощения радиации в отдельных участках полосы озона 9,6 μ удовлетворительные результаты дает функция пропускания статистической полосы (3.46). Однако, как показали Р. М. Гуди и Ч. Д. Уолшоу, результаты получаются значительно лучшими, если умножить функцию пропускания на множитель $\dfrac{\operatorname{sh}(G\sqrt{k})}{G\sqrt{k}}$, где $G=\dfrac{wS_0\alpha}{d\sqrt{\alpha^2+\dfrac{wS_0\alpha}{\pi}}}$, а k — эмпирическая постоянная, зависящая от частоты и изменяющаяся от —1 до +1.

§ 5. Краткая характеристика второстепенных поглощающих радиацию компонент атмосферы

Выше были охарактеризованы основные компоненты атмосферы, поглощающие радиацию. Имеются, однако, многочисленные газы, входящие в состав атмосферы, которые располагают слабыми или очень узкими полосами поглощения. Особенно богат инфракрасный спектр поглощения, содержащий тысячи спектральных линий, которые принадлежат самым разнообразным газам. Так как в энергетическом отношении поглощение и излучение длинноволновой радиации этими газами не представляют никакого практического интереса, то просто перечислим их, не

останавливаясь на характеристике спектров поглощения. Наибольшим количеством полос поглощения в инфракрасной области спектра обладают содержащиеся в атмосфере окислы азота (NO, N_2O, N_2O_4, N_2O_5) и некоторые углеводородные соединения (C_3H_8, C_2H_6, C_2H_4, CH_4). Помимо этого, были также обнаружены полосы поглощения сернистого газа, тяжелой воды и ряда других веществ. Основные черты инфракрасного спектра поглощения второстепенных компонент атмосферы могут быть охарактеризованы с помощью табл. 26. В этой таблице приведены значения

Таблица 26

Коэффициент поглощения («см»$^{-1}$) различных газов, содержащихся в атмосфере

Газ	Полоса, μ	k 1/«см»	Примечание
NH_3	3,0	0,09	
	6,1	0,33	Перекрывается H_2O
	10,55	0,2	
CH_4	3,3	0,2	Перекрывается H_2O (?)
	7,7	0,3	
C_2H_4	3,3	0,1	Перекрывается H_2O
	5,3	0,1	То же
	6,9	0,1	»
	10,5	0,2	
C_2H_6	3,4	0,05	
	6,8	0,15	Перекрывается H_2O
	12,2	0,15	
C_3H_8	3,4	6,0	
	7,0	1,5	Перекрывается H_2O
C_2N_2	4,5	0,01	
	13,5	?	
HCN	3,0	0,2	
	7,0	0,4	Перекрывается H_2O
	14,0	3,0	» CO_2
NO	5,3	0,03	Перекрывается H_2O
N_2O_4	5,7	0,33	То же
	2,5	0,4	Перекрывается N_2O
	13,3	0,25	» CO_2
CH_2O	3,5	0,2	
	5,7	0,1	Перекрывается H_2O
	6,7	0,04	То же
	7,5	0,02	»
	8,6	0,02	Перекрывается N_2O
	9,6	0,02	» O_3
H_2S	2,4	?	» H_2O
	7,75	0,03	» H_2O

коэффициентов k в формуле $A_J = \frac{kw}{1+kw}$ для различных газов, рассчитанные в предположении, что содержание газа определяется толщиной слоя газа в сантиметрах при нормальных давлении и температуре.

Как видно из табл. 26, в некоторых случаях коэффициенты поглощения весьма значительны. Однако ввиду ничтожного содержания в атмосфере перечисленных в табл. 26 газов поглощение ими радиации практически несущественно. Таблица 26 представляет собой лишь очень неполную сводку. Можно упомянуть, например, что, кроме полос, указанных в этой таблице, обнаружены также следующие полосы: CH_4 (3,53; 3,84 μ), N_2O (2,87; 2,97; 3,57; 3,9; 4,06 μ), CO (4,6 μ), HDO (3,7 μ) и др.

§ 6. Интегральная функция пропускания атмосферы для теплового излучения

Выше были рассмотрены спектры поглощения основных компонент атмосферы и приведены соответствующие количественные характеристики поглощения. Все эти материалы являются исходными для различных исследований, связанных с изучением переноса лучистой энергии в атмосфере. Особый интерес представляет при этом определение интегрального поглощения коротковолновой и длинноволновой радиации. В случае коротковолновой радиации доминирующую роль в поглощении радиации играет водяной пар. Поэтому, как уже отмечалось выше, интегральное поглощение солнечной радиации может быть определено с помощью формул (3.54) или (3.55). Поглощение длинноволновой радиации в существенной степени определяется не только водяным паром, но и углекислым газом.

В § 2 и 3 были детально охарактеризованы данные, позволяющие рассчитать поглощение теплового излучения водяным паром и углекислым газом для различных участков спектра. Пользуясь этими данными, можно определить и интегральное поглощение тепловой радиации, составив соответствующую интегральную функцию поглощения. Возможен, однако, и другой путь отыскания интегральной функции поглощения, основанный на использовании результатов измерений интегрального поглощения тепловой радиации в атмосфере. Все указанные данные в совокупности позволяют получить величины интегральной функции поглощения различными независимыми путями и тем самым добиться более надежного определения этой функции.

За последнее десятилетие было предпринято много попыток определения интегральной функции пропускания для диффузного излучения, представляющей наибольший интерес для практических приложений. На рис. 35 представлена сводка результатов определения $A_F(w)$ различными авторами (шкала w на рис. 35 является логарифмической). Все изображенные здесь

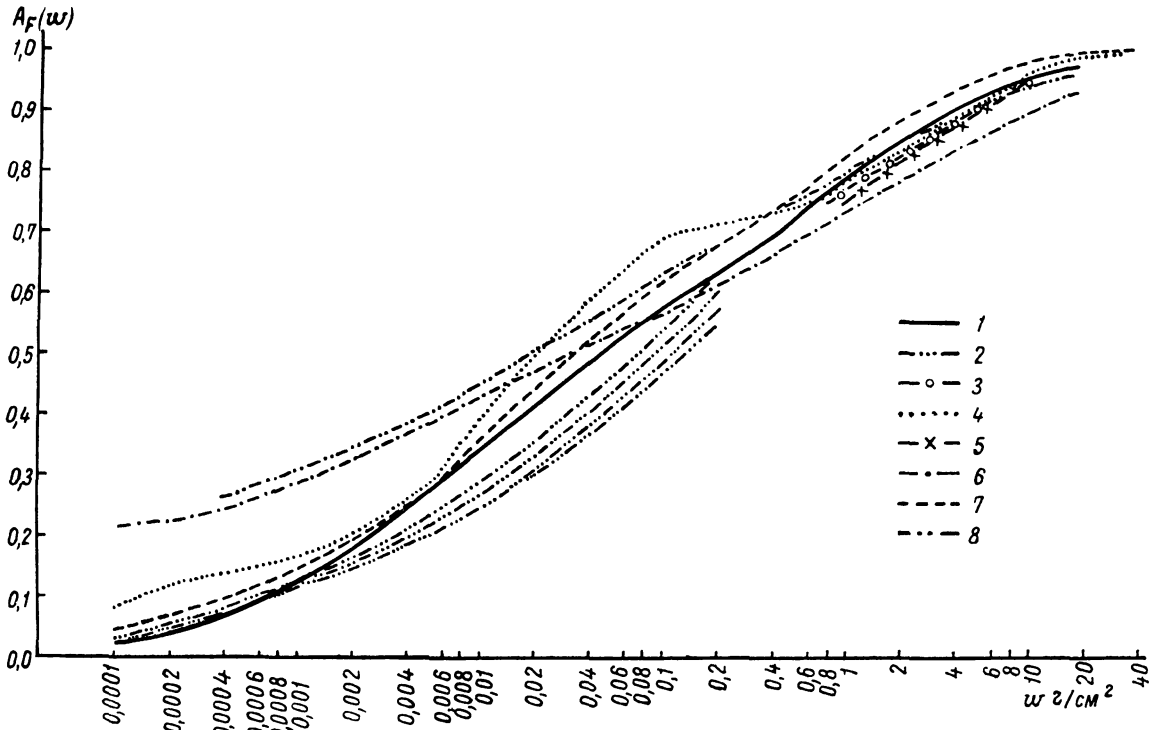


Рис. 35. Интегральная функция поглощения.

1 — по Бруксу; *2* — по Дикону; *3* — по Еловских; *4*, *5* — по данным автора; *6* — по Робинсону; *7* — по Шехтер; *8* — по Эльзассеру.

кривые $A_F(w)$ в области малых значений $w<0{,}1$ *г/см*^{2} получены на основе использования спектральных характеристик поглощения, которые в некоторых случаях (кривые В. Эльзассера, Е. Дикона, Г. Робинсона) дополнялись данными измерений интегрального поглощения. При больших w кривые $A_F(w)$ получены как спектральным методом (кривые В. Эльзассера, автора, Ф. Н. Шехтер), так и интегральным методом (кривые Ф. Брукса, М. П. Еловских, Г. Робинсона). В последнем случае для определения функции поглощения использованы результаты измерений углового распределения интенсивности противоизлучения атмосферы при безоблачном небе. При этом предполагается, что относительная излучательная способность неизотермической атмосферы в направлении зенитного угла ϑ — $\frac{g\vartheta}{\frac{\sigma}{\pi}T^4}$ эквивалентна относительной излучательной (поглощательной) способности изотермической атмосферы при температуре T (T — температура воздуха вблизи земной поверхности), содержащей количество водяного пара, равное $\frac{g\vartheta}{\frac{\sigma}{\pi}T^4}\sec\vartheta\int_0^\infty \rho_{H_2O}\sqrt{\frac{p}{p_0}}\,dz$.

Хотя такой способ «приведения» излучательной способности не имеет строгого обоснования, можно думать, что он должен давать все же удовлетворительные результаты (это видно, в частности, из сопоставления различных кривых рис. 35)

Рисунок 35 показывает, что между величинами интегральной функции пропускания, полученными различными авторами, имеются весьма существенные расхождения. Эти расхождения особенно велики в области малых значений $A_F(w)$. Впрочем, следует отметить, что сильная преувеличенность данных В. Эльзассера и Г. Робинсона при малых w по сравнению со всеми остальными данными является результатом грубого учета поглощения радиации углекислым газом (указанные авторы предполагали, что углекислый газ поглощает 18,5% падающей радиации при сколь угодно малой толщине поглощающих слоев). Поэтому величины $A_F(w)$, полученные Эльзассером и Робинсоном для малых w, являются, безусловно, ненадежными.

Очень значительно различие кривых $A_F(w)$ в области промежуточных поглощающих масс w порядка 10^{-2}—10^{-1} *г/см*^{2}. Это отражает тот факт, что для промежуточных значений w функция поглощения определена наименее надежно. Следует при этом заметить, что различие между четырьмя кривыми Е. Дикона обусловлено тем, что при построении этих кривых приняты различные предположения о содержании углекислого газа.

В области значений $w\geqslant 1$ *г/см*^{2} функции поглощения согласуются значительно лучше: хотя абсолютные разности сравни-

тельно велики, относительные расхождения не выходят за пределы 10—15%.

Вопрос о выборе наиболее надежной функции поглощения из тех, что представлены на рис. 35, весьма труден, так как нет никаких однозначных критериев для того, чтобы сделать такой выбор. Однако можно все же считать, что функция поглощения, полученная Ф. Бруксом, является, по-видимому, наиболее достоверной. В области значений $w \leqslant 0{,}001$ *г/см*^{2} эта функция поглощения хорошо согласуется с данными Дикона. Существенно, что этот автор очень тщательно определяет значения $A_F(w)$ при малых w. В промежутке величин w порядка 10^{-2}—10^{-1} *г/см*^{2} кривая Брукса располагается примерно в центре всего множества кривых. При $w > 1$ *г/см*^{2} данные Брукса хорошо согласуются с величинами функции поглощения, найденными М. П. Еловских, автором и В. Эльзассером.

В последнее время автором и Х. Ю. Нийлиск был осуществлен новый пересмотр данных об интегральной функции поглощения с учетом наиболее надежных сведений о количественных характеристиках поглощения радиации водяным паром, углекислым газом и озоном. Если выражать значение интегральной функции пропускания для диффузной радиации в долях единицы, то имеет место соотношение

$$P_F(w, u, m) = 0{,}001\,[P(w, u) + \Delta P(w, m)],$$

где w, u, m — содержание водяного пара, углекислого газа и озона соответственно; $P(w, u)$ — функция пропускания смеси водяного пара и углекислого газа, выраженная в тысячных долях единицы; $\Delta P(w, m)$ — поправка, учитывающая поглощение озоном (выражена также в тысячных долях единицы). В табл. 1 и 2 Приложения приведены значения функций $P(w, u)$ и $\Delta P(w, m)$, позволяющие рассчитать интегральную функцию пропускания. Учет зависимости поглощения от давления может быть осуществлен посредством введения эффективных масс поглощающего излучение вещества, вычисляемых по формуле

$$w = \int \left(\frac{p}{p_0}\right)^n dw,$$

где $n = 0{,}5$ для водяного пара, $n = 0{,}8$ для углекислого газа и $n = 0{,}2$ для озона.

§ 7. Абсорбционная спектроскопия атмосферы как метод исследования состава атмосферы

В настоящее время лабораторная абсорбционная спектроскопия является очень эффективным методом количественного спектрального анализа, а также исследования физических и химических свойств жидкостей и газов. Естественно, что метод абсорбционной спектроскопии может быть применен также для количественного спектрального анализа содержания поглощаю-

щих радиацию веществ в атмосфере. Очевидно, однако, что решение задачи количественного абсорбционного анализа состава атмосферы является значительно более сложным, чем аналогичных задач в лабораторных условиях. Это объясняется неоднородностью атмосферы (давление, температура и концентрация поглощающего вещества изменяются вдоль пути луча), трудностью осуществления достаточно надежного контроля над свойствами атмосферы при градуировочных измерениях, недостаточным совершенством аппаратуры и рядом других факторов.

Поскольку атмосфера содержит большое число газов, обладающих интенсивными полосами поглощения, в принципе возможно использование метода абсорбционной спектроскопии для определения содержания самых разнообразных компонент атмосферы. Однако наиболее разработанными и наиболее важными в практическом отношении являются методы определения общего содержания и вертикального распределения озона и водяного пара. Только эти методы и будут далее кратко рассмотрены.

1. Озон. Как отмечалось в § 4, озон обладает интенсивными полосами поглощения в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Наиболее полно разработан и широко применяется метод определения общего содержания озона в атмосфере по поглощению солнечной радиации в ультрафиолетовой области спектра. Ослабление солнечной радиации в ультрафиолетовой области спектра можно описать следующей формулой:

$$S_\lambda = S_{0,\lambda} \cdot 10^{-(\alpha x \mu + \beta m + \delta m)}. \qquad (3.67)$$

Здесь S_λ, $S_{0,\lambda}$ — монохроматические потоки солнечной радиации у земной поверхности и за пределами атмосферы соответственно; α — коэффициент поглощения озона («*см*»$^{-1}$); x — толщина слоя озона («*см*»); β — коэффициент ослабления солнечной радиации, обусловленного молекулярным рассеянием; δ — коэффициент ослабления солнечной радиации, обусловленного аэрозольным рассеянием; μ, m — атмосферные массы для слоя озона и всей толщи атмосферы соответственно. В первом приближении $m = \mu = \sec \vartheta_\odot$, где $\vartheta_\odot$ — зенитное расстояние солнца.

Если принять $m = \mu = \sec \vartheta_\odot$ и предположить, что $\delta = 0$ (последнее может быть справедливым лишь в условиях высокогорной местности), то (3.67) можно переписать так:

$$\lg S_\lambda = \lg S_{0,\lambda} - (\alpha x + \beta) \sec \vartheta_\odot. \qquad (3.68)$$

Измеряя S_λ в зависимости от $\sec \vartheta_\odot$ и изображая результаты измерений графически, получим прямую, угол наклона которой ψ следующим образом связан с общим содержанием озона в атмосфере:

$$x = \frac{\operatorname{tg} \psi - \beta}{\alpha}. \qquad (3.69)$$

Величина коэффициента поглощения α известна по данным лабораторных измерений, а коэффициент β может быть легко рассчитан теоретически.

Использование формулы (3.69) лежит в основе так называемого метода линейного анализа определения общего содержания озона. В принципе при применении метода линейного анализа могут быть использованы любые длины волн, принадлежащие полосам поглощения озона (разумеется, в той части полос поглощения, где $S_\lambda \neq 0$). Однако практически удобнее всего использовать полосу Хёггинса. Другие полосы менее удобны потому, что либо в них поглощение слишком слабо (полосы Шаппюи), либо слишком интенсивно (полоса Гартлея).

Поскольку, как правило, $\delta \neq 0$, метод линейного анализа не получил сколько-нибудь широкого распространения. Значительно более общим и совершенным является так называемый метод двух длин волн, позволяющий исключить влияние аэрозольного ослабления солнечной радиации.

Выберем в спектре солнечной радиации такие две длины волны λ и λ', что $\lambda' > \lambda$, а поглощение для λ значительно больше, чем для λ'. Предположим при этом, что $\delta_\lambda = \delta_{\lambda'}$. Такое предположение можно считать справедливым, если длины волн λ и λ' достаточно близки. На основании (3.67) можем написать для рассматриваемых двух длин волн:

$$\lg S_\lambda = \lg S_{0,\lambda} - \alpha x \mu - (\beta + \delta) m, \quad \lg S'_\lambda = \lg S'_{0,\lambda} - \alpha' x \mu - (\beta' + \delta) m$$

Отсюда находим

$$x = \frac{\lg \dfrac{S_{0,\lambda}}{S'_{0,\lambda}} - \lg \dfrac{S_\lambda}{S'_\lambda} - (\beta - \beta')\, m}{(\alpha - \alpha')\, \mu}$$

или, вводя обозначения $\lg \dfrac{S_{0,\lambda}}{S'_{0,\lambda}} = L_0$, $\lg \dfrac{S_\lambda}{S'_\lambda} = L$,

будем иметь

$$x = \frac{L_0 - L}{(\alpha - \alpha')\, \mu} - \frac{(\beta - \beta')\, m}{(\alpha - \alpha')\, \mu}. \tag{3.70}$$

В этой формуле величина L подлежит измерению, а все другие определяются заранее. Если выбрать, например, часто используемые длины волн $\lambda = 3110$ Å и $\lambda = 3300$ Å, то вместо (3.70) получим

$$x = \frac{L_0 - L}{1{,}17} - 0{,}085. \tag{3.71}$$

Метод двух длин волн является наиболее распространенным в озонометрии. При практическом осуществлении этого метода измерения монохроматических потоков солнечной радиации производятся с помощью фотоэлектрических спектрофотометров.

Наиболее совершенная модель спектрофотометра, предназначенного для озонометрических измерений, была разработана Г. Добсоном. Для сетевых измерений общего содержания озона применяются фотоэлектрические озонометры со светофильтрами. Весьма простая модель такого озонометра разработана, например, С. Ф. Родионовым, А. Л. Ошеровичем и Э. Ш. Безверхним. Наряду с методом двух длин волн были предложены и другие. Поскольку другие методы не нашли широкого применения, они не будут рассматриваться; ознакомиться с этими вопросами можно по книге И. А. Прокофьевой «Атмосферный озон», изд. АН СССР, 1951. Там же можно найти сведения о методах, применяемых для определения вертикального распределения концентрации озона в атмосфере по данным измерений поглощения солнечной радиации в ультрафиолетовой области спектра. К сожалению, эти методы пока еще разработаны недостаточно и поэтому не вполне совершенны. Наиболее надежны прямые методы измерения вертикального распределения озона с помощью шаров-зондов и ракет.

За последние годы большое внимание уделяется разработке метода определения общего содержания и вертикального распределения концентрации озона по измерениям поглощения солнечной радиации в полосе поглощения озона 9,6 μ и собственному тепловому излучению слоя озона. Данные таких измерений используются также для определения средней высоты и температуры слоя озона. Следует, однако, заметить, что в техническом отношении инфракрасная спектроскопия озона является значительно более трудной и менее доступной, чем измерения в ультрафиолетовой области спектра.

2. Водяной пар. Выше было показано, что избирательное поглощение прямой солнечной радиации в атмосфере является важным фактором ослабления солнечной радиации. В особенности значительно поглощение солнечной радиации водяным паром. Даже измерения полного потока прямой солнечной радиации показывают, что последний заметно уменьшается с ростом абсолютной влажности вследствие возрастания при этом поглощения солнечной радиации водяным паром. Еще более отчетливо проявляется влияние избирательного поглощения водяным паром, если производить наблюдения со светофильтрами, выделяющими инфракрасную часть солнечного спектра, или тем более с помощью спектральной аппаратуры. Ранее уже отмечалось, что наличие связи между величиной спектрального или полного потока солнечной радиации и общим содержанием водяного пара в атмосфере можно использовать для разработки методов определения последнего на основе актинометрических измерений. Рассмотрим более обстоятельно этот вопрос, так как он представляет для актинометрии и метеорологии вообще весьма значительный интерес. Поскольку измерения со свето-

фильтрами являются в данном случае пока еще очень несовершенными, остановимся лишь на характеристике спектроскопического метода определения общего содержания водяного пара в атмосфере (w_∞). Спектроскопический метод определения w_∞ основан на использовании зависимости поглощения солнечной радиации инфракрасного участка спектра от содержания водяного пара в атмосфере. Впервые этот метод был разработан в исследованиях Ф. Фоуля, опубликованных в 1912—1913 гг., и позднее развит во многих других работах. Упомянем некоторые из этих исследований.

В работе Ф. Герцинга для определения содержания водяного пара в атмосфере были использованы наблюдения, выполненные с помощью двойного кварцевого монохроматора. Монохроматор имел область пропускания радиации 0,28—3,0 μ; приемником радиации служил термостолбик, соединенный с чувствительным зеркальным гальванометром, поставленным на фоторегистрацию. В качестве характеристики величины поглощения водяным паром радиации той или иной длины волны служила относительная глубина полосы поглощения s, определяемая соотношением

$$s = \frac{S_\lambda}{S_{0,\lambda}} \cdot 100. \qquad (3.72)$$

Здесь S_λ — монохроматический поток прямой солнечной радиации для длины волны, соответствующей максимуму полосы поглощения. Практически из-за конечной ширины щели измерялся, разумеется, не монохроматический поток радиации, а поток радиации для участка спектра конечной ширины $\Delta\lambda$. Величина потока $S_{0,\lambda}$ (точнее, $S_{0,\Delta\lambda} = cS_{0,\lambda}$) измерялась в области длин волн между полосами поглощения, где поглощением радиации можно пренебречь. Значение $S_{0,\lambda}$, соответствующее длине волны максимума полосы поглощения, можно найти путем интерполяции величин $S_{0,\lambda}$, измеренных в области спектра между полосами. Измерение величин, определяющих глубину полосы поглощения, занимает очень немного времени — всего около 1—2 *мин*.

Для того чтобы по глубине полосы поглощения определить содержание водяного пара в атмосфере, необходимо построить предварительно градуировочную кривую, характеризующую зависимость s от $w_\infty m$. Такие градуировочные кривые были построены Ф. Герцингом для всех основных полос поглощения водяного пара: ρστ, Φ, Ψ, Ω. В качестве основной использовалась для определения w_∞ кривая, относящаяся к полосе ρστ. Для построения градуировочных кривых были проведены одновременные измерения s для различных полос поглощения при разных высотах солнца и самолетные зондирования атмосферы, на основании которых определялось изменение с высотой удельной влажности q. Так как общее содержание водяного пара в верти-

кальном столбе атмосферы $w_\infty = \int_0^\infty \rho_w dz$, где ρ_w — абсолютная влажность, а $q = \frac{\rho_w}{\rho}$ (ρ — плотность воздуха), то для вычисления w_∞ по распределению удельной влажности можно воспользоваться следующей формулой:

$$w_\infty = \int_0^\infty \rho_w \, dz = \int_0^\infty q\rho \, dz = \frac{1}{g} \int_p^{p_0} q \, dp, \qquad (3.73)$$

где p и p_0 — давление на высоте z и на уровне земной поверхности соответственно.

Применение этой формулы для расчета w_∞ требует, однако, знания распределения удельной влажности до больших высот. Между тем самолетные зондирования ограничиваются сравнительно небольшими высотами. Поэтому непосредственно из данных измерений находилась величина w для столба атмосферы, верхняя граница которого определяется уровнем верхней точки зондирования. Количество водяного пара выше верхней точки зондирования оценивалось путем экстраполяции.

В результате описанных измерений были получены градуировочные кривые, изображенные на рис. 36. При наличии этих кривых измерение глубины полосы поглощения позволяет сразу определить величину mw_∞. Рассчитав массу атмосферы, соответствующую моменту наблюдения, можно получить общее содержание водяного пара в вертикальном столбе атмосферы. Согласно Ф. Герцингу, точность определения w_∞ таким способом составляет около 4%. Следует подчеркнуть, однако, что изображенные на рис. 36 градуировочные кривые не являются универсальными, так как они зависят от свойств применяемой спектральной аппаратуры. Несомненно, что в некоторой степени характер градуировочных кривых должен зависеть также от состояния прозрачности атмосферы. Существенной является зависимость получаемых результатов от высоты пункта наблюдений над уровнем моря, обусловленная зависимостью поглощения радиации от давления.

Несколько иная (в деталях) методика спектроскопических измерений общего содержания водяного пара в атмосфере была предложена Д. Хендом. Приемником радиации здесь служила термопара, один спай которой освещался радиацией длины волны $\lambda = 0{,}935$ μ (максимум полосы $\rho\sigma\tau$); на другой спай падала радиация длины волны $\lambda = 0{,}956$ μ (область спектра между полосами поглощения). Поэтому показания гальванометра, соединенного с термопарой, были непосредственно пропорциональны глубине полосы поглощения. Таким образом, в данном случае достаточно лишь одного измерения для того, чтобы по

соответствующей градуировочной кривой определить общее содержание водяного пара в атмосфере в данный момент.

Важным источником погрешности спектроскопического метода может явиться наличие в атмосфере жидкой воды, поэтому применение метода допустимо лишь в тех случаях, когда есть

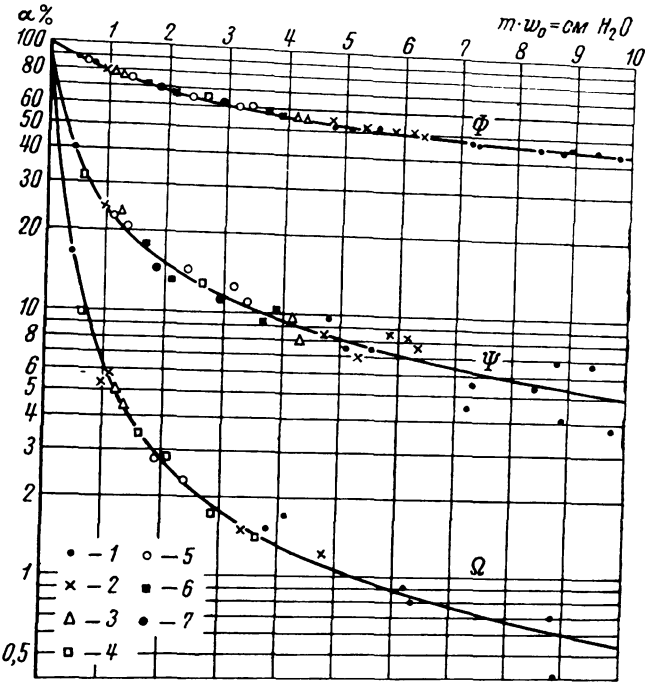


Рис. 36. Изменение глубины полос поглощения Φ, Ψ и Ω в зависимости от содержания водяного пара.

1 — отдельные значения; средние: *2* — из двух значений; *3* — из трех значений; *4* — из четырех значений; *5* — из 5—7 значений; *6* — из 8—10 значений; *7* — из более чем 10 значений.

уверенность, что поглощение солнечной радиации обусловлено только водяным паром.

За последние годы спектроскопический метод определения общего содержания водяного пара в атмосфере стал применяться при измерениях с самолетов и аэростатов. Совершенная аппаратура для измерения содержания водяного пара в верхней тропосфере и стратосфере с помощью автоматического стратостата была сконструирована группой сотрудников под руководством Б. С. Непорента. Ими был построен вакуумный монохроматор с дифракционной решеткой, выделявший длины волн 1,40 и 1,88 μ в полосах поглощения и три длины волны (1,24; 1,50 и 2,2 μ) вне полос. В качестве приемника радиации исполь-

зовалось охлаждаемое фотосопротивление из сернистого свинца. С помощью описанной установки удалось исследовать содержание водяного пара в различных слоях атмосферы вплоть до высоты 17,5 *км*. Еще бóльших высот (порядка 30 *км*) удалось достичь при выполнении аналогичного исследования Д. Гейтсу, Д. Мэркри и др. В ряде работ был предложен спектроскопический метод определения абсолютной влажности, основанный на измерении поглощения света в наиболее интенсивных полосах поглощения водяного пара. Например, Б. Хамермеш и другие в качестве спектроскопического гигрометра использовали спектрометр с дифракционной решеткой. Свет от вольфрамовой лампы накаливания пропускался через некоторый объем воздуха и направлялся затем в спектрометр, с помощью которого осуществлялось спектральное разложение света. Приемником радиации служила вакуумная термопара, соединенная с чувствительным гальванометром. Производилось измерение интенсивности радиации при длинах волн $\lambda = 1{,}380$ μ и $\lambda = 1{,}250$ μ, прошедшей через мерный объем. Первая из этих длин волн соответствует центру полосы Ψ, вторая лежит в области такого узкого участка спектра, где поглощение радиации ничтожно мало. Нетрудно понять, что по величине отношения интенсивностей света $\frac{J_{1{,}380}}{J_{1{,}250}}$, характеризующего величину пропускания радиации длины волны $\lambda = 1{,}380$ μ, можно судить о содержании водяного пара на пути лучей. Если спектроскопический гигрометр предварительно проградуирован (т. е. получена кривая зависимости отношения отклонений гальванометра от содержания водяного пара), то на основании градуировочной кривой можно по величине отношения $\frac{N_{1{,}380}}{N_{1{,}250}}$ непосредственно определить содержание водяного пара на пути лучей. Так как длина пути лучей известна, то на основании этих данных нетрудно определить среднюю абсолютную влажность мерного объема. Описанный спектроскопический гигрометр позволяет определить среднюю абсолютную влажность произвольного объема воздуха с вполне удовлетворительной степенью точности. Л. Фоскет и Н. Фостер осуществили установку, подобную описанной, с той лишь разницей, что приемником радиации служили не вакуумные термопары, а фотоэлементы в соединении с усилителем. Это позволило значительно увеличить чувствительность спектроскопического гигрометра. С помощью такого фотоэлектрического гигрометра удалось измерить кратковременные колебания абсолютной влажности, составлявшие от 0,14 до 0,56 *г/м*^{3}. Аналогичные установки были сконструированы Е. И. Бочаровым и Л. Г. Елагиной.

Описанные спектроскопические гигрометры являются весьма сложными приборами. Именно поэтому применение их не вышло пока что за рамки лабораторных исследований.

Глава IV

РАССЕЯНИЕ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

Поглощение и рассеяние радиации являются основными процессами, контролирующими перенос радиации в атмосфере. В случае длинноволновой радиации необходимо принимать во внимание также собственное излучение среды. Однако, как уже было показано в главе I, использование закона Кирхгофа позволяет считать задачу определения собственного теплового излучения среды решенной, если известны количественные характеристики поглощения радиации.

Познакомившись в главе III с вопросом о поглощении радиации в атмосфере, обратимся теперь к изучению основных закономерностей рассеяния радиации. Начнем со вспомогательного вопроса о пути солнечного луча в атмосфере — это позволит ввести величины, которые понадобятся в дальнейшем.

§ 1. Путь солнечного луча в атмосфере

Ослабление потока прямой солнечной радиации $S = \int\limits_0^\infty S_\lambda d\lambda$ при его прохождении через атмосферу может быть описано следующей формулой:

$$S_m = \int\limits_0^\infty S_{0,\lambda} e^{-\int\limits_z^\infty a_\lambda \rho\, ds} d\lambda. \qquad (4.1)$$

Здесь S_m — поток солнечной радиации на уровне z в атмосфере; $S_0 = \int\limits_0^\infty S_{0,\lambda} d\lambda$ — поток солнечной радиации за пределами атмосферы; $a_\lambda = k_\lambda + \sigma_\lambda$ — массовый коэффициент ослабления

солнечной радиации; ρ — плотность воздуха; ds — элемент пути солнечного луча.

Величину $\int_z^\infty a_\lambda \rho ds = \theta_\lambda(\vartheta_\odot)$ называют обычно оптической толщиной атмосферы для лучей длины волны λ при зенитном расстоянии солнца $\vartheta_\odot$ (величина $a_\lambda\rho$ получила название оптической плотности). Для того чтобы рассчитать общее ослабление солнечной радиации по формуле (4.1), необходимо вычислить оптическую толщину $\theta_\lambda(\vartheta_\odot)$ вдоль пути луча. Нецелесообразно, однако, производить такого рода вычисления для каждого отдельного случая. Значительно удобнее поступить следующим образом: рассчитать оптическую толщину в направлении вертикали $\theta_\lambda(0)$ и составить таблицу значений функции $\frac{\theta_\lambda(\vartheta_\odot)}{\theta_\lambda(0)}$. Тогда можно в любом случае выразить оптическую толщину в наклонном направлении через оптическую толщину в направлении вертикали. Именно такой путь и используется в актинометрии для расчета ослабления прямой солнечной радиации в атмосфере. Совершенно очевидно, что указанный прием может быть применен для расчета ослабления в атмосфере света самой различной природы (прямой, рассеянной радиации, света луны, звезд, различных искусственных источников).

Величина отношения $\frac{\theta_\lambda(\vartheta_\odot)}{\theta_\lambda(0)}$ *в пределах спектра коротковолновой* радиации почти не зависит от длины волны и поэтому вместо указанного отношения можно ввести следующую функцию для коротковолновой радиации в целом:

$$m(\vartheta_\odot) = \widehat{b}(\vartheta_\odot) = \frac{\theta(\vartheta_\odot)}{\theta(0)}. \qquad (4.2)$$

Функцию, определяемую соотношением (4.2), называют функцией бемпорад $\widehat{b}(\vartheta_\odot)$ или массой атмосферы $m(\vartheta_\odot)$. Строгое математическое определение этой функции было дано Н. М. Штауде.

Термин «масса атмосферы» является в актинометрии наиболее употребительным. Следует подчеркнуть в связи с этим, что понятие о массе атмосферы не имеет ничего общего с обычным представлением о массе. Масса атмосферы в данном случае является безразмерной величиной, показывающей, во сколько раз оптическая толщина в наклонном направлении превышает оптическую толщину в направлении вертикали.

Рассмотрим теперь, каким образом может быть вычислена масса атмосферы m. Наибольший интерес для актинометрии представляет вычисление m для различных ϑ на уровне земной

поверхности. Поэтому мы и начнем изучение вопроса о расчете m с рассмотрения этого случая.

Можно показать, что масса атмосферы m, выражаемая отношением оптических толщин $\theta(\vartheta)$ и $\theta(0)$, представляет собой вместе с тем отношение пути светового луча в наклонном направлении к его пути в направлении вертикали. Этот вывод станет ясен, если, как отметила Н. М. Штауде, иметь в виду, что ослабление света в любой среде по разным направлениям формально может быть заменено ослаблением в бесконечно тонком однородном слое одинаковой толщины, расположенном куполом

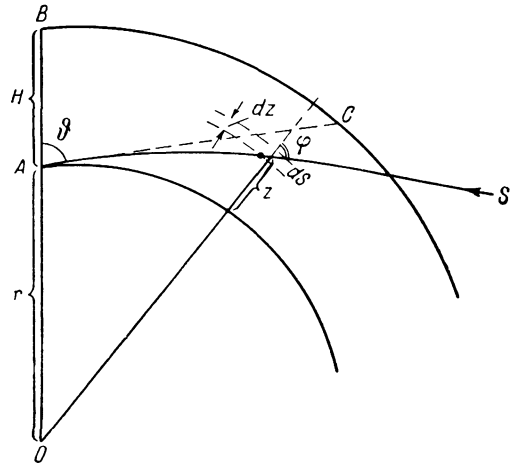


Рис. 37. К выводу выражения для массы атмосферы.

над местом наблюдения. Таким образом, вычисление можно свести к расчету длины пути светового луча в атмосфере в наклонном направлении.

Рассмотрим (рис. 37) элемент пути ds проходящего через атмосферу светового луча от некоторого источника света (например, Солнца, звезды, Луны). Пусть z — высота рассматриваемого элемента пути над земной поверхностью; φ — угол падения луча на слой dz. Имеем соотношение

$$ds = \frac{dz}{\cos\varphi}. \tag{4.3}$$

Можно также написать так называемое уравнение светового луча

$$rn_0 \sin\vartheta = (r+z)\, n \sin\varphi, \tag{4.4}$$

где r — радиус Земли· n, n_0 — показатель преломления воздуха

на высоте z и на уровне земной поверхности соответственно; ϑ — видимое зенитное расстояние источника света.

На основании (4.3) и (4.4) напишем

$$ds = \frac{dz}{\sqrt{1-\left(\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\right)^2 \sin^2\vartheta}}. \tag{4.5}$$

Обозначим через ρ и ρ_0 плотность воздуха на высоте z и на уровне земной поверхности соответственно. Умножая обе части (4.5) на величину $\frac{\rho}{\rho_0}$ и интегрируя по всем слоям атмосферы, получим

$$\int_0^\infty \frac{\rho}{\rho_0} ds = \int_0^\infty \frac{\frac{\rho}{\rho_0} ds}{\sqrt{1-\left(\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\right)^2 \sin^2\vartheta}}. \tag{4.6}$$

Нетрудно понять, что интеграл $\int_0^\infty \frac{\rho}{\rho_0} ds = m \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho_0} dz$, где $\int_0^\infty \frac{\rho}{\rho_0} dz = \frac{p_0}{\rho_0 g} = H$ — высота однородной атмосферы H (высота, которую имела бы атмосфера в том случае, если бы ее плотность не изменялась с высотой и равнялась ρ_0). Принимая это во внимание, получим из (4.5)

$$m = \frac{1}{H} \int_0^\infty \frac{\frac{\rho}{\rho_0} dz}{\sqrt{1-\left(\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\right)^2 \sin^2\vartheta}}. \tag{4.7}$$

Известно, что показатель преломления n является функцией плотности воздуха и эта зависимость выражается следующим образом:

$$n^2 = 1 + 2a\frac{\rho}{\rho_0}. \tag{4.8}$$

Здесь постоянная $a = n_0 - 1$ зависит, вообще говоря, от длины волны и в среднем для белого света составляет 0,0002932. Заметим, что именно вследствие этой зависимости a и, следовательно, n от длины волны необходимо, строго говоря, вводить «монохроматические» массы m_λ. Так как, однако, указанная зависимость не является существенной, будем ею пренебрегать, ведя расчет для белого света, т. е. для всей области коротковолновой радиации.

Согласно (4.8), $\frac{ndn}{a} = d\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$. По основному уравнению

статики атмосферы $dp = -g\frac{\rho}{\rho_0}\rho_0 dz = p_0 d\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$, если атмосфера изотермична. Принимая во внимание эти соотношения, а также учитывая, что $H = \frac{p_0}{\rho_0 g}$, получим вместо (4.7)

$$m = \frac{1}{a}\int_1^{n_0} \frac{n\,dn}{\sqrt{1-\left(\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\right)^2 \sin^2\vartheta}}. \tag{4.9}$$

Формула (4.9) была впервые выведена Лапласом. С помощью этой формулы оказывается возможным выразить массу атмосферы через величину астрономической рефракции Refr. Расчеты астрономической рефракции дают для этой величины следующее соотношение:

$$\mathrm{Refr} = \int_1^{n_0} \frac{\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\sin\vartheta\,dn}{n\sqrt{1-\left(\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\right)^2 \sin^2\vartheta}}. \tag{4.10}$$

Из сопоставления (4.9) и (4.10) нетрудно получить такое дифференциальное уравнение:

$$dm = \frac{1}{an_0 \sin\vartheta}\frac{r+z}{r} n^3 d\,\mathrm{Refr}.$$

Так как $\frac{r+z}{r} n^3 \simeq 1$, то получаем отсюда следующую формулу Лапласа для массы атмосферы:

$$m = \frac{1}{an_0}\frac{\mathrm{Refr}}{\sin\vartheta}. \tag{4.11}$$

При выводе формулы (4.11) мы предполагали атмосферу изотермической. В действительности вертикальное распределение температуры в атмосфере отнюдь не является изотермическим и учет этого обстоятельства отражается на результатах расчета m. Следует также принимать во внимание зависимость m от давления.

Более точная формула для m с учетом влияния строения атмосферы была получена Бемпорадом. Влияние строения атмосферы оказывается заметным только при вычислении m для больших зенитных расстояний. При этом можно вполне ограничиться вычислениями m только для некоторой стандартной атмосферы. В приложении 3 приведены результаты расчетов атмосферных масс для стандартной атмосферы ($p_0 = 1000$ *мб*, $t_0 = 0°$ C).

Численные результаты расчетов m показывают, что при $\vartheta < 60°$ с вполне достаточной степенью точности можно считать

$$m = m_1 = \sec\vartheta. \tag{4.12}$$

Нетрудно понять, что формула (4.12) является точным выражением для m в том случае, если атмосфера является плоским слоем и в ней отсутствует рефракция. Ясно вместе с тем, что кривизна атмосферы и рефракция будут менее всего сказываться на величине m при малых зенитных расстояниях. Именно поэтому формула (4.12) и вытекает из (4.11) как предельное соотношение, справедливое для малых ϑ.

При $60°<\vartheta<80°$ существенным становится учет кривизны атмосферы, но влиянием искривления светового луча вследствие рефракции можно пренебречь. Элементарное геометрическое рассмотрение (см. рис. 37) приводит в этом случае к следующему соотношению:

$$m = m_2 = \frac{AC}{AB} = \frac{\sqrt{r^2\cos^2\vartheta + 2rH + H^2} - r\cos\vartheta}{H}. \qquad (4.13)$$

Если ϑ больше 60°, но не слишком близко к 90°, вполне удовлетворительной оказывается также такая эмпирическая формула:

$$m = m_2 = \sec\vartheta - \frac{2{,}8}{(90-\vartheta)^2}, \qquad (4.14)$$

где ϑ выражено в дуговых градусах.

Рассмотренные выше расчеты массы атмосферы относятся к тому случаю, когда свет от некоторого источника, находящегося за пределами атмосферы, наблюдается у земной поверхности, на уровне которой имеют место нормальные значения давления ($p_0=1000$ *мб*) и температуры ($T_0=273°$ К). Если наблюдения производятся в горных условиях или в свободной атмосфере, то естественно, что давление в месте наблюдения может быть существенно отличным от 1000 *мб*. Значительные колебания давления наблюдаются и на уровне моря. Совершенно ясно, что изменение давления не будет сказываться на величине m, определяемой согласно (4.2), так как $\theta(\vartheta)$ и $\theta(0)$ приближенно прямо пропорциональны величине давления в месте наблюдения. Последнее вытекает из того, что оптическая толщина атмосферы $\theta=\int_z^\infty a\rho ds$ приближенно пропорциональна физической массе $\int_z^\infty \rho ds$ столба атмосферы единичного сечения, которая в свою очередь пропорциональна давлению на уровне z.

Что касается влияния изменения температуры на величину m, то, как указывалось выше, оно проявляется только при очень больших зенитных расстояниях. В актинометрической практике наблюдения при столь больших зенитных расстояниях производятся лишь в исключительных случаях. Поэтому зависимостью m от температуры также можно пренебречь.

В актинометрии, наряду с определением массы атмосферы по формуле (4.2), нередко используется также следующее определение этой величины:

$$m' = \frac{\theta(\vartheta)}{\theta_0(0)}, \tag{4.15}$$

где $\theta_0(0) = \int_0^\infty a\rho dz$ — оптическая толщина в направлении вертикали, найденная для $p_0 = 1000$ *мб*.

Естественно, что при таком определении понятия массы атмосферы в приведенные выше значения m' должны вводиться поправки на давление, если только последнее отличается от 1000 *мб*. Нетрудно понять, что m' связано с m следующим соотношением:

$$m' = \frac{p}{p_0} m. \tag{4.16}$$

Это соотношение вытекает из формулы $\theta(\vartheta) = \frac{p}{p_0}\theta_0(\vartheta)$, где $\theta_0(\vartheta) = \int_0^\infty a\rho ds$ — оптическая толщина в наклонном направлении, определенная для $p_0 = 1000$ *мб*.

Как отметил М. С. Аверкиев, при рассмотрении вопроса о прозрачности атмосферы более естественно пользоваться понятием «относительной» массы m, чем понятием «абсолютной» массы m'. Действительно, вводя понятие абсолютной массы, мы всегда сопоставляем прозрачность атмосферы в определенном направлении (оптическую толщину в этом направлении) с прозрачностью некоторой стандартной атмосферы в направлении вертикали (с оптической толщиной стандартной атмосферы в направлении вертикали). В этом случае оказывается, что если давление в двух пунктах наблюдений различно, то для этих пунктов наблюдений одинаковое значение массы атмосферы соответствует различным зенитным расстояниям солнца. Поэтому при одной и той же фактической прозрачности атмосферы в рассматриваемых пунктах в каком-либо определенном направлении обнаруживается различная прозрачность при одинаковых значениях массы. Такой результат является, конечно, нелогичным, поскольку естественнее всего считать прозрачность атмосферы в двух различных случаях одинаковой тогда, когда ее фактическая прозрачность одна и та же при определенном значении массы атмосферы, которому соответствует одно, вполне определенное зенитное расстояние солнца. Это, однако, будет иметь место только в том случае, если пользоваться понятием относительной, а не абсолютной массы.

Следует указать также, что формула (4.16) и соотношение $\theta(\vartheta) = \frac{p}{p_0}\theta_0(\vartheta)$ строго справедливы только в том случае, когда ослабление радиации обусловлено только молекулярным рассеянием. Так как в условиях реальной атмосферы дело обстоит иначе, то это также указывает на бóльшую целесообразность использования понятия относительной массы. Заметим, впрочем, что на практике в большинстве случаев нет необходимости разграничивать понятия абсолютной и относительной массы атмосферы. Это может понадобиться лишь при обработке высокогорных наблюдений прямой солнечной радиации.

Изложенные выше расчеты массы атмосферы предполагают, что свет ослабляется на протяжении всего пути лучей через атмосферу. Известно, однако, что в атмосфере имеются отдельные слои (слой озона, слои аэрозолей), обладающие повышенным ослабляющим радиацию действием. Важно поэтому найти соотношения, аналогичные приведенным выше, для оптических толщин некоторого сферического слоя, находящегося на определенной высоте над земной поверхностью.

Умножая обе части уравнения (4.5) на ρ' — концентрацию ослабляющего излучение вещества, интегрируя по всем слоям атмосферы и учитывая, что $\int_0^\infty \rho' ds = \mu(\vartheta)\int_0^\infty \rho' dz$, получим для массы ослабляющего радиацию слоя $\mu(\vartheta)$ в направлении, составляющем угол ϑ по отношению к вертикали,

$$\mu(\vartheta) = \frac{1}{x}\int_0^\infty \frac{\rho' dz}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r+z}\frac{n_0}{n}\right)^2 \sin^2\vartheta}}, \qquad (4.17)$$

где $x = \int_0^\infty \rho' dz$ — общее содержание ослабляющего радиацию вещества в атмосфере.

Так как $\rho' \neq 0$ только в пределах некоторого слоя, то фактически интеграл в формуле (4.17) распространяется лишь на ограниченный интервал высот.

Как и прежде, для зенитных расстояний $\vartheta < 60°$ формула (4.17) сводится к очень простой зависимости

$$\mu(\vartheta) = \mu_1(\vartheta) = \sec\vartheta. \qquad (4.18)$$

Для $60° < \vartheta < 80°$ можно не учитывать искривление (рефракцию) светового луча в атмосфере, но необходимо принимать во

внимание кривизну атмосферы. Очевидное геометрическое рассмотрение приводит к следующему результату:

$$\mu(\vartheta) = \mu_2(\vartheta) = \frac{1}{\sqrt{1 - \dfrac{\sin^2\vartheta}{\left(1 + \dfrac{H_1}{r}\right)^2}}}, \qquad (4.19)$$

где H_1 — высота нижней границы рассматриваемого слоя.

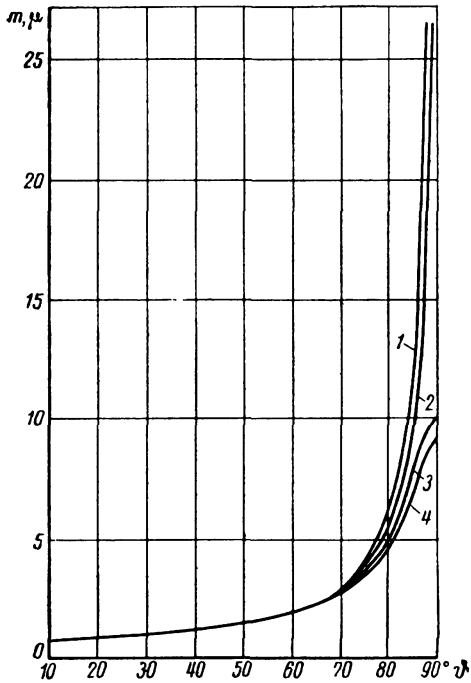


Рис. 38. Зависимость атмосферных масс m и μ от зенитного расстояния

С. Ф. Родионов рассчитал величины $\mu(\vartheta)$ при различных значениях аргумента для случая поглощения солнечной радиации слоем озона и сопоставил величины $\mu(\vartheta)$ и $m(\vartheta)$. На рис. 38 изображены полученные Родионовым кривые $\mu(\vartheta)$ и $m(\vartheta)$, рассчитанные по формулам (4.17) (кривая *4*), (4.19) (кривая *3*), (4.18) (кривая *1*), и кривая $m(\vartheta)$ (кривая *2*), построенная по таблицам Бемпорада. Рисунок 38 позволяет наглядно проанализировать соотношения между функциями $\mu(\vartheta)$ и $m(\vartheta)$.

§ 2. Рассеяние радиации (основные соотношения)

Рассеяние радиации возникает в тех случаях, когда среда является неоднородной. Точнее, рассеяние происходит при наличии пространственной неоднородности диэлектрической постоянной. В условиях атмосферы основными факторами, определяющими рассеяние, являются флуктуации плотности воздуха и наличие частиц аэрозолей (капель воды, пылинок и др.). Рассеяние, обусловленное флуктуациями плотности воздуха, принято называть молекулярным, поскольку в этом случае размеры неоднородностей показателя преломления, вызывающих рассеяние, такого же порядка, что и размеры молекул. Характерной особенностью молекулярного рассеяния является то, что в данном случае размеры рассеивающих неоднородностей (частиц)

малы по сравнению с длиной волны. Такой тип рассеяния, когда размеры рассеивающих частиц значительно меньше длины волны, называют релеевским. Релеевским является не только молекулярное рассеяние, но и, например, рассеяние ультракоротких радиоволн облаками (если только длины волн не слишком малы).

Выясним теперь, какими количественными характеристиками можно описать рассеяние радиации.

Представим себе, что параллельный пучок лучей падает на элемент объема рассеивающей среды dv, обладающей физическими свойствами, отличными от свойств окружающей среды. Тогда, наряду с прошедшим через данный объем пучком лучей, будет наблюдаться также рассеянная радиация, исходящая от рассматриваемого элемента объема во всех направлениях.

Выражение для количества лучистой энергии $dF_\lambda(\varphi)$, рассеянной элементом объема dv в направлении, составляющем с падающим лучом угол $\pi-\varphi$, в пределах телесного угла $d\omega$ может быть представлено следующим образом:

$$dF_\lambda(\varphi) = \alpha_\lambda^\varphi S_\lambda \, dv \, d\omega, \tag{4.20}$$

где S_λ — количество лучистой энергии, падающей на элемент объема dv; α_λ^φ — объемный коэффициент рассеяния радиации в направлении φ.

Коэффициент рассеяния α_λ^φ показывает, какая часть радиации S_λ рассеивается единичным объемом в направлении φ в пределах единичного телесного угла.

Величину α_λ^φ можно представить в виде

$$\alpha_\lambda^\varphi = \varkappa_\lambda \gamma(\varphi). \tag{4.21}$$

Здесь $\gamma(\varphi)$ — индикатриса рассеяния. Эта функция характеризует распределение интенсивности рассеянного света по направлению, а $\varkappa_\lambda$ представляет собой параметр, зависящий от оптических свойств среды. Нетрудно понять, что эта величина должна быть пропорциональна числу рассеивающих элементов в единице объема.

С учетом (4.21) формула (4.20) может быть переписана следующим образом:

$$dF_\lambda(\varphi) = \varkappa_\lambda \gamma(\varphi) S_\lambda \, dv \, d\omega. \tag{4.22}$$

На основании (4.22) найдем теперь, что поток лучистой энергии F_λ, рассеянной элементом объема dv во всех направлениях, определится соотношением

$$F_\lambda = 2\pi\varkappa_\lambda S_\lambda \, dv \int_0^\pi \gamma(\varphi) \sin\varphi \, d\varphi. \tag{4.23}$$

Если положить $dv = 1$, то получим, что величина

$$\alpha_\lambda = \frac{F_\lambda}{S_\lambda} = 2\pi\varkappa_\lambda \int_0^\pi \gamma(\varphi) \sin\varphi \, d\varphi \qquad (4.24)$$

представляет собой объемный коэффициент рассеяния.

Определение α_λ представляет наибольший интерес. Как видно из (4.24), для определения коэффициента рассеяния необходимо знать величину параметра $\varkappa_\lambda$ и индикатрису рассеяния $\gamma(\varphi)$. Для того чтобы получить представление об этих величинах, необходимо рассмотреть теорию рассеяния света в атмосфере и познакомиться с теми данными, которые дают наблюдения над рассеянием радиации в атмосфере.

Прежде чем это сделать, заметим, однако, что в процессе рассеяния радиации всегда происходит изменение состояния поляризации. Если падающая радиация не поляризована, то рассеянная является поляризованной. При рассеянии же поляризованной радиации происходит изменение состояния поляризации. В связи с этим в теории рассеяния важное место занимает исследование характеристик поляризации рассеянного света (степени поляризации, положения плоскости и эллиптичности поляризации). В настоящее время теория переноса излучения в атмосфере с учетом поляризации находится еще только в стадии первоначального развития. Поэтому вопросы поляризации радиации при рассеянии будут в дальнейшем рассмотрены лишь попутно.

Элементарным процессом рассеяния радиации является рассеяние на отдельной частице или «ячейке» неоднородности диэлектрической постоянной. Начнем поэтому с изучения закономерностей рассеяния радиации на отдельных частицах.

§ 3. Релеевское рассеяние

Первые теории рассеяния света в атмосфере появились в связи с попыткой объяснить голубой цвет неба. Наиболее важные работы в этой области были выполнены Релеем, считавшим, что причиной рассеяния света являются молекулы воздуха. Однако, как показал Л. И. Мандельштам, эта исходная предпосылка теории Релея была неверной. В действительности так называемое молекулярное рассеяние определяется рассеянием света на флуктуациях плотности.

В исследованиях М. Смолуховского и А. Эйнштейна была развита теория рассеяния света на флуктуациях плотности, всегда осуществляющихся в малых объемах жидкости или газа вследствие местных сгущений и разрежений системы молекул. Количественные результаты теории рассеяния на флуктуациях плотности полностью совпадают в случае газа с количественными выводами теории Релея. Дальнейшие исследования пока-

зали, что неоднородностями, которые обусловливают рассеяние света, могут являться не только флуктуации плотности, но также флуктуации анизотропии молекул.

Обратимся теперь к рассмотрению элементарной теории релеевского рассеяния. Эта теория будет описывать как случай релеевского рассеяния вообще, так и молекулярное рассеяние. Примем следующие основные предположения:

1. Размеры рассеивающих частиц малы по сравнению с длиной волны. Частицы имеют сферическую форму (последнее предположение не является, впрочем, необходимым).

2. Рассеивающие частицы и среда не являются проводниками и не содержат свободных электрических зарядов.

3. Диэлектрические постоянные рассеивающей частицы и среды отличаются на малую величину; показатель преломления частицы n не слишком велик, так что всегда должно быть $n\rho<1$ ($\rho=\frac{2\pi a}{\lambda}$, a — радиус частицы).

4. Частицы рассеивают свет независимо друг от друга.

Представим себе теперь, что в периодически переменное электрическое поле световой волны $\vec{E}^0$ внесен непроводящий шарик радиусом a, имеющий диэлектрическую постоянную ε.

Так как размеры шарика малы по сравнению с длиной волны падающего света, то поле на протяжении шарика можно считать постоянным и периодически изменяющимся во времени. При сделанных выше предположениях явление рассеяния света на малом шарике можно трактовать следующим образом. Под воздействием электрического поля $\vec{E}^0$ в рассматриваемом шарике индуцируется диполь, который является источником вторичных волн и, следовательно, рассеянного света. Таким образом, электрическое поле $\vec{E}$ во внешнем по отношению к шарику пространстве выразится следующим соотношением:

$$\vec{E}=\vec{E}^0+\vec{E}', \tag{4.25}$$

где $\vec{E}'$ — поле, создаваемое шариком (поле диполя).

Заметим, что лишь в том случае, когда размеры шарика малы по сравнению с длиной волны, $\vec{E}'$ можно рассматривать как поле диполя. В противном случае (когда размеры частицы соизмеримы с длиной волны) необходимо учитывать также поля более высоких порядков (квадрупольное, октупольное и др.).

Представим себе, что рассеивающая частица находится в точке O (рис. 39) и направление дипольного момента частицы $\vec{p}$ составляет угол ϑ с направлением радиуса-вектора R, соединяющего точку O с точкой наблюдения M. Тогда поле,

создаваемое рассеивающей частицей в точке M, может быть определено, как известно, таким соотношением:

$$|\vec{E}'| = |\vec{H}'| = \frac{\ddot{p}}{c^2 R}\sin\vartheta. \tag{4.26}$$

Здесь $\ddot{p}$ — вторая производная по времени от дипольного момента p, являющегося функцией $\left(t - \frac{R}{c}\right)$; t — время; H' — напряженность магнитного поля; c — скорость света.

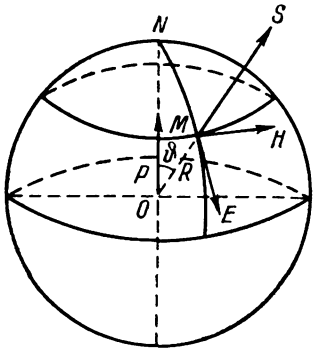


Рис. 39. Излучение диполя.

Заметим, что формула (4.26) определяет электромагнитное поле частицы лишь на достаточно большом расстоянии от нее (в так называемой волновой зоне).

Для потока лучистой энергии, определяемого вектором Умова—Пойнтинга $\vec{S}$, имеем такое общее соотношение:

$$S = |\vec{S}| = \frac{c}{4\pi}\left[\vec{E}, \vec{H}\right].$$

В нашем случае поток лучистой энергии, проходящий через точку M, выразится следующим образом:

$$S = \frac{c}{4\pi}|\vec{E}'|^2.$$

Принимая во внимание (4.26), получаем

$$S = \frac{\ddot{p}^2}{4\pi c^3 R^2}\sin^2\vartheta. \tag{4.27}$$

Выше было предположено, что рассматриваемый нами малый шарик находится в периодически переменном поле. Считая, что на шарик падает монохроматический свет частоты $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, получим для дипольного момента $p = p_0\cos\omega t$, т. е. в этом случае дипольный момент должен изменяться по закону простых гармонических колебаний. Для $\ddot{p}$ имеем

$$\ddot{p} = -p_0\omega^2\cos\omega t = -p\omega^2.$$

Таким образом, в нашем случае формула (4.27) примет вид

$$S = \frac{p_0^2\,\omega^4\cos^2\omega t}{4\pi c^3 R^2}\sin^2\vartheta.$$

Осредняя это выражение по времени за период, получим, принимая во внимание, что среднее за период от $\cos^2\omega t$ равно $1/2$,

$$\overline{S} = \frac{\omega^4}{4\pi c^3 R^2}\,\frac{\sin^2\vartheta}{2}\,p_0^2. \tag{4.28}$$

Разложим теперь вектор электрического поля падающей волны на две составляющие (рис. 40), из которых одна перпендикулярна плоскости зрения AOM (направление I), а другая лежит в этой плоскости (направление II). Обозначим через φ угол рассеяния. Тогда для направления I получим: $\vartheta=\frac{\pi}{2}$, $\sin\vartheta=1$; для направления II: $\vartheta=\frac{\pi}{2}+\varphi$, $\sin\vartheta=-\cos\varphi$.

Нетрудно понять, что поток лучистой энергии, проходящий через точку M, может быть теперь представлен как полусумма потоков, соответствующих электрическим колебаниям в направлениях I и II. Таким образом, можем написать

$$\overline{S}=\frac{\omega^4}{8\pi c^3R^2}\,\frac{1+\cos^2\varphi}{2}\,p_0^2=$$

$$=\frac{\pi^3 c}{\lambda^4R^2}\,(1+\cos^2\varphi)\,p_0^2.$$

На основании этого выражения для потока лучистой энергии, рассеянной единицей объема среды в направлении φ, получим

$$\overline{S}_1=\frac{\pi^3 c}{\lambda^4R^2}\,(1+\cos^2\varphi)\,\Sigma p_0^2. \tag{4.29}$$

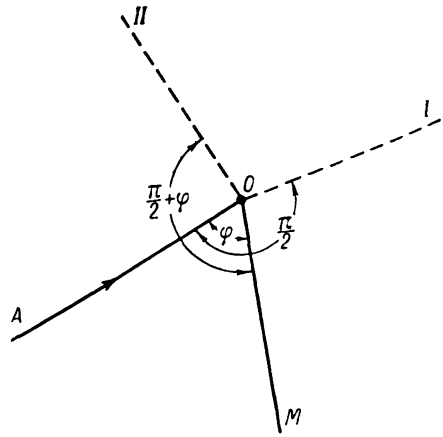


Рис. 40. К вопросу о молекулярном рассеянии света.

Здесь суммирование распространяется на весь единичный объем среды. Примем теперь во внимание, что Σp_0 — электрический момент единицы объема для достаточно разреженного газа, находящегося в поле E^0, может быть выражен следующим образом:

$$\Sigma p_0=\frac{n^2-1}{4\pi}\,E^0.$$

Если N — число частиц в единице объема, то из последней формулы находим $p_0=\frac{n^2-1}{4\pi N}\,E^0$, поэтому

$$\Sigma p_0^2=Np_0^2=\frac{(n^2-1)^2}{16\pi^2N}\,(E^0)^2.$$

Таким образом, вместо (4.29) получим

$$\overline{S}_1=\frac{\pi c\,(1+\cos^2\varphi)}{16\,R^2N\lambda^4}\,(n^2-1)\,(E^0)^2. \tag{4.30}$$

Это выражение определяет количество рассеянной лучистой энергии, проходящее за единицу времени через единицу пло-

щади, расположенной на расстоянии R от рассеивающей частицы, перпендикулярно направлению распространения рассеянного света, составляющему угол φ с направлением падающего потока радиации. Принимая во внимание (4.30), нетрудно понять, что количество лучистой энергии, рассеянной единицей объема в направлении φ в пределах единичного телесного угла, определится таким образом:

$$J = R^2 \overline{S}_1 = \frac{\pi c\,(n^2-1)^2}{16\,N\lambda^4}(1+\cos^2\varphi)(E^0)^2. \qquad (4.31)$$

Так как среднее за период значение вектора Умова—Пойнтинга для падающего света равно $\overline{S}_0 = \frac{c}{8\pi}(E^0)^2$, то находим теперь

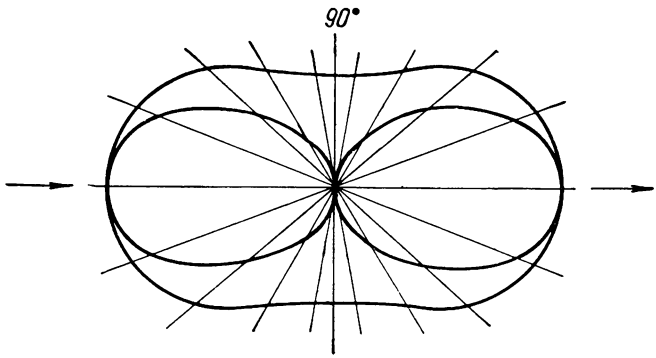


Рис. 41. Релеевская индикатриса рассеяния.

с учетом (3.41) следующее выражение для объемного коэффициента рассеяния α_λ^φ:

$$\alpha_\lambda^\varphi = \frac{J}{\overline{S}_0} = \frac{\pi^2\,(n^2-1)^2}{2N\lambda^4}(1+\cos^2\varphi). \qquad (4.32)$$

Таким образом, мы видим, что в данном случае параметр $\varkappa_\lambda = \frac{\pi^2\,(n^2-1)^2}{2N\lambda^4}$, а индикатриса рассеяния $\gamma(\varphi) = 1+\cos^2\varphi$.

Релеевская индикатриса рассеяния изображена на рис. 41 (внешняя кривая). Внутренняя кривая изображает индикатрису для составляющей рассеянного света в плоскости зрения (плоскость AOM на рис. 40). При построении индикатрис рассеяния предполагается, что рассеивающий объем находится в точке пересечения прямых, указывающих различные направления, а длина радиуса-вектора, исходящего из этой точки и описывающего индикатрису, пропорциональна интенсивности

радиации, рассеянной в данном направлении. Направление распространения падающего света указано стрелкой.

Как видно из (4.32) и рис. 41, при релеевском рассеянии наиболее (и в одинаковой степени) интенсивно рассеяние света вперед и назад. Минимумы рассеяния имеют место при $\varphi=90°$ и $\varphi=270°$, причем в минимумах интенсивность рассеяния в два раза меньше, чем в максимумах.

Формула (4.32) показывает также, что при релеевском рассеянии объемный коэффициент рассеяния оказывается обратно пропорциональным четвертой степени длины волны.

Полученные выше результаты позволяют без труда рассчитать поляризацию света при релеевском рассеянии. Как известно, степень поляризации P определяется соотношением

$$P=\frac{J_{\mathrm{I}}-J_{\mathrm{II}}}{J_{\mathrm{I}}+J_{\mathrm{II}}}, \tag{4.33}$$

где J_{I} и J_{II} определяют интенсивность рассеянного света, рассчитанную для двух взаимно перпендикулярно поляризованных (в направлениях *I* и *II*) составляющих. Согласно приведенным выше результатам получим

$$P=\frac{1-\cos^2\varphi}{1+\cos^2\varphi}. \tag{4.34}$$

Как видно из (4.34), степень поляризации при релеевском рассеянии равна нулю при $\varphi=0°$ и $\varphi=180°$ и составляет 100% в направлениях, перпендикулярных падающему пучку лучей ($\varphi=90°$, $\varphi=270°$).

Вспоминая формулу (4.24) и учитывая (4.32), найдем теперь выражение для объемного коэффициента ослабления лучистой энергии, обусловленного релеевским рассеянием,

$$\alpha_\lambda=2\pi\int_0^\pi \alpha_\lambda^\varphi \sin\varphi\,d\varphi=\frac{2\pi^3(n^2-1)^2}{2N\lambda^4}\int_0^\pi(1+\cos^2\varphi)\sin\varphi\,d\varphi.$$

Так как $\int\limits_0^\pi(1+\cos^2\varphi)\sin\varphi\,d\varphi=\frac{8}{3}$, то получим

$$\alpha_\lambda=\frac{8\pi^3(n^2-1)^2}{3N\lambda^4} \tag{4.35}$$

или, учитывая, что $n+1\simeq 2$, а $n^2-1\simeq 2(n-1)$, напишем

$$\alpha_\lambda=\frac{32\pi^3(n-1)^2}{3N\lambda^4}. \tag{4.36}$$

Если иметь в виду, что $n=1+a\frac{\rho}{\rho_0}$, где $a=0{,}0002932$, и подставить сюда $\rho_0=1{,}27617\cdot10^{-3}$ *г/см*^{3} ($T_0=273°$ K и $p_0=1000$ *мб*),

то получим $n-1=c_1\rho$, где $c_1=0{,}22904$. Тогда $\alpha_\lambda=\frac{32\pi^3\rho^2c_1^2}{3N\lambda^4}$

Заметим, что В. Г. Фесенков принимал в этой формуле значение $c_1=0{,}22607$.

Упомянем также, что воздух обладает заметной дисперсией и поэтому, вообще говоря, необходимо учитывать зависимость показателя преломления n от длины волны. Согласно В. П. Коронкевич, для сухого воздуха в видимой области спектра справедлива такая дисперсионная формула:

$$(n-1)\cdot 10^6=272{,}543+\frac{1{,}5450}{\lambda^2}+\frac{0{,}01431}{\lambda^4},$$

где λ выражено в микронах.

Следующая таблица характеризует зависимость n от длины волны по экспериментальным данным Б. Эдлена:

$\lambda\mu$ . . .	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,5	2,0	4,0
$(n-1)\cdot 10^6$	341,9	307,6	298,3	294,3	292,2	290,1	289,2	288,7	288,3	288,0	287,7

Если учесть зависимость показателя преломления от длины волны, то, как показал Ф. Линке, формула для коэффициента релеевского рассеяния, рассчитанного для всего вертикального столба атмосферы единичного сечения, принимает вид

$$a_{R,\lambda}=\alpha_\lambda H=0{,}00879\lambda^{-4{,}09}. \qquad (4.37)$$

Здесь H — высота однородной атмосферы, вычисленная для $T=273°$ К; λ выражено в микронах.

Учет влияния анизотропии молекул приводит к необходимости ввести в формулах (4.36) и (4.37) поправочный коэффициент f, получивший название коэффициента анизотропии. Численное значение $f=1{,}061$, т. е. поправка на анизотропию составляет 6,1%.

Расчеты показывают, что если для красного света ($\lambda=0{,}7$ μ) условно принять коэффициент рассеяния равным единице, то для более коротких длин волн получим:

Цвет	Оранжевый	Желтый	Зеленый	Синий	Фиолетовый	Ультрафиолетовый
$\lambda\mu$	0,62	0,57	0,52	0,47	0,44	0,30
α_λ	1,6	2,2	3,3	4,9	6,4	30,0

Как известно, именно существенным возрастанием рассеяния света с увеличением длины волны объясняется голубой цвет неба.

В табл. 5 приложения приведены значения релеевского коэффициента рассеяния по данным расчетов Р. Пендорфа.

Наблюдения над ослаблением прямой солнечной радиации в атмосфере показывают, что при условии максимальной чи-

стоты и сухости воздуха ослабление солнечной радиации почти целиком обусловлено релеевским рассеянием. Релеевским можно считать также рассеяние радиоволн сантиметрового диапазона облаками.

Все полученные выше результаты относятся к «чистому» рассеянию на непроводящих частицах, размеры которых малы по сравнению с длиной волны. Оказывается, что в случае малых проводящих поглощающих частиц закономерности рассеяния становятся существенно иными. Как показал К. С. Шифрин, коэффициент ослабления (обусловленного и поглощением и рассеянием), рассчитанный на одну частицу, выражается в этом случае следующим образом:

$$a_\lambda' = \frac{36\pi n\varkappa}{|m^2+2|^2}\frac{v}{\lambda}. \qquad (4.38)$$

Здесь $\varkappa$ — показатель поглощения $\left(\varkappa = \frac{a\lambda}{4\pi}\right.$, где a — объемный коэффициент поглощения$\left.\right)$; $m = n - i\varkappa$ — комплексный показатель преломления; v — объем частицы.

Формула (4.38) показывает, что в случае малых поглощающих частиц $a_\lambda' \sim \frac{1}{\lambda}$, если n и $\varkappa$ не зависят от длины волны (т. е. если отсутствует дисперсия). Как видно из (4.38), коэффициент ослабления a_λ' прямо пропорционален объему частицы. Между тем можно показать, что релеевский коэффициент рассеяния, рассчитанный также на одну частицу, пропорционален v^2. Так как речь идет о рассеянии на малых частицах $\left(\frac{v^2}{\lambda^2} \ll \frac{v}{\lambda}\right)$, то отсюда вытекает вывод о том, что коэффициент ослабления в случае проводящих поглощающих частиц должен значительно превышать коэффициент рассеяния. Таким образом, при наличии малых поглощающих частиц поглощение значительно превышает рассеяние.

К. С. Шифрин проанализировал предельный случай малой абсолютно отражающей частицы ($|m| \gg 1$). В этом случае, как и при релеевском рассеянии, коэффициент рассеяния обратно пропорционален λ^4. Однако индикатриса рассеяния и распределение поляризации по различным направлениям оказываются совершенно иными. Идеально отражающие частицы рассеивают преимущественно назад. Отношение света, рассеянного вперед, к свету, рассеянному назад, составляет $^1/_9$ вместо единицы в релеевском случае.

Итак, мы познакомились с некоторыми выводами теории рассеяния света на малых однородных частицах, электрические свойства которых отличаются от соответствующих свойств окру-

жающей среды. Из разобранных выше случаев явлению молекулярного рассеяния в атмосфере ближе всего соответствует случай релеевского рассеяния на малом непроводящем шарике.

Упомянув выше о сопоставлении теоретических расчетов с наблюдениями, мы подчеркнули, что последние относятся к условиям чистой и сухой атмосферы. Причина этого заключается в том, что достаточно наличия в атмосфере сравнительно небольшого количества каких-либо примесей, состоящих из крупных частиц (пыли, капелек воды и др.), чтобы наблюдаемые закономерности рассеяния очень существенным образом отличались от того, что дает теория молекулярного рассеяния света. Необходимо поэтому обратиться теперь к изучению закономерностей рассеяния света на больших частицах, размеры которых сравнимы с длиной волны или превышают последнюю.

§ 4. Рассеяние радиации на больших частицах

Наиболее важные исследования в области теории рассеяния света на больших частицах были выполнены Г. Ми, В. В. Шулейкиным, К. С. Шифриным и др.

Теоретические исследования рассеяния света на больших частицах весьма сложны в математическом отношении, и поэтому здесь будут изложены лишь основные результаты этих исследований.

Основное различие в физической сущности явления рассеяния света на больших и малых частицах состоит в следующем. Если размеры частицы сравнимы с длиной волны падающего на нее света, то нельзя уже, как это было в релеевском случае, считать поле на протяжении частицы постоянным. В соответствии с этим нельзя собственное поле излучения частиц рассматривать как поле диполя. В зависимости от соотношения между размером частицы и длиной волны падающего света необходимо учитывать поля более высоких порядков: квадрупольное, октупольное и т. д.

Угловое распределение относительной интенсивности рассеянной радиации $f(\rho, \varphi, m)$ определяется в данном случае следующими формулами, полученными Г. Ми:

$$f(\rho, \varphi, m) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{i_1 + i_2}{2} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i. \qquad (4.39)$$

Здесь $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$ (a — радиус частицы); φ — угол рассеяния; m — комплексный показатель преломления; i_1, i_2 — интенсивности рассеянной радиации, поляризованной в двух взаимно

перпендикулярных плоскостях. Последние определяются соотношениями:

$$i_1 = \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (a_l \pi_l + b_l \tau_l) \right|^2,$$
$$i_2 = \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} (a_l \tau_l + b_l \pi_l) \right|^2, \qquad (4.40)$$

где

$$a_l = i^{l+\frac{1}{2}} \frac{\psi_l(\rho)\,\psi_l'(m\rho) - m\psi_l(m\rho)\,\psi_l'(\rho)}{\psi_l'(m\rho)\,\zeta_l(\rho) - m\psi_l(m\rho)\,\zeta_l'(\rho)};$$

$$b_l = i^{l+\frac{1}{2}} \frac{m\psi_l(\rho)\,\psi_l'(m\rho) - \psi_l(m\rho)\,\psi_l'(\rho)}{m\psi_l'(m\rho)\,\zeta_l(\rho) - \psi_l(m\rho)\,\zeta_l'(\rho)};$$

$$\psi_l(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}}\, J_{l+\frac{1}{2}}(\rho); \quad \zeta_l(\rho) = \psi_l(\rho) + ic_l(\rho);$$

$$c_l(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}}\, J_{-l-\frac{1}{2}}(\rho);$$

$$\pi_l = \frac{dP_l(x)}{dx}; \quad \pi_l' = \frac{d^2P_l}{dx^2};$$

$$\tau_l = x\pi_l - (1-x^2)\pi_l'; \quad x = \cos\varphi; \quad i = \sqrt{-1};$$

$J_{l+\frac{1}{2}}$ — цилиндрические функции с полуцелым индексом; P_l — полиномы Лежандра.

Функция $f(\rho, \varphi, m)$ тождественна введенному ранее коэффициенту рассеяния α_λ'. Поэтому, учитывая (4.24), получим

$$\alpha_\lambda' = 2\pi \int_0^{\pi} f(\rho, \varphi, m) \sin\varphi\, d\varphi.$$

Закономерности рассеяния света на больших частицах оказываются существенно иными, чем в случае релеевского рассеяния. Большие частицы рассеивают преимущественно вперед (так называемый эффект Ми); степень поляризации рассеянного света уменьшается по сравнению с ее значением при релеевском рассеянии.

Большие частицы, содержащиеся в качестве примесей в атмосфере, можно разделить на две категории: непрозрачные частицы (пыль; $n=\infty$) и прозрачные частицы (капли воды; $n=1{,}33$). Рассмотрим некоторые основные результаты теории

рассеяния света на больших частицах применительно к этим двум категориям атмосферных примесей.

На рис. 42 приведены результаты теоретических расчетов индикатрисы рассеяния для непрозрачных, абсолютно отражающих частиц ($n=\infty$) при различных значениях параметра $\rho=\frac{2\pi a}{\lambda}$, где a — радиус частицы. Изображенная на рис. 42 индикатриса для $\rho=0{,}1$ вполне соответствует индикатрисе предельно малой непрозрачной частицы. В этом случае свет рассеивается преимущественно назад. Примерно такая же картина наблюдается еще

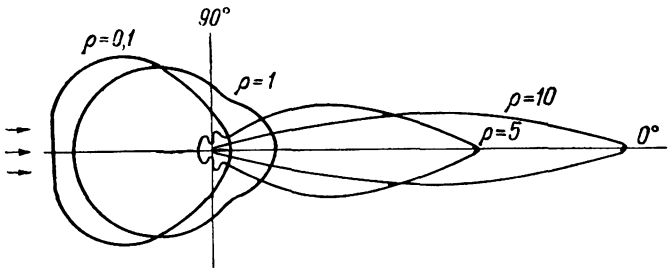


Рис. 42. Индикатриса рассеяния непрозрачных, абсолютно отражающих частиц.

и при $\rho=1$. Однако при $\rho=5$ и $\rho=10$ вид индикатрисы рассеяния существенно изменяется: такие большие частицы рассеивают почти исключительно вперед.

Что касается распределения степени поляризации по различным направлениям, то оно оказывается в случае частиц с $\rho=5$ и $\rho=10$ весьма сложным.

Коэффициент ослабления α_λ', рассчитанный на одну частицу, представляют обычно следующим образом:

$$\alpha_\lambda' = \pi a^2 K(\rho), \tag{4.41}$$

где $K(\rho)$ — некоторая функция от $\rho=\frac{2\pi a}{\lambda}$.

Отметим, что коэффициент ослабления α_λ' представляет собой в данном случае отношение количества лучистой энергии, рассеянной частицей во всех направлениях, к количеству лучистой энергии, падающей на частицу.

На рис. 43 представлен график $K(\rho)$ для абсолютно отражающих ($n=\infty$) шаровых частиц по данным К. С. Шифрина. Пунктиром изображен на этом рисунке ход аналогичной кривой согласно более ранним расчетам Гётца. Как видно из рис. 43, новые расчеты показывают, что кривая $K(\rho)$ имеет колебательный характер. Для предельно большой частицы (при $\rho\to\infty$) $K(\rho)\to 2$.

Нетрудно понять, что наклон кривой $K(\rho)$ показывает (при неизменном размере частиц), насколько сильно зависит коэффициент ослабления от длины волны.

Представим коэффициент ослабления в виде

$$\alpha_\lambda' = c\lambda^{-b}, \tag{4.42}$$

где c и b — некоторые постоянные.

Очевидно, что в области подъема кривой $K(\rho)$ величина $b>0$ и равна нулю в точке максимума. В области спада кривой $K(\rho)$ имеем $b<0$ и в точке минимума $b=0$. С увеличением размера частицы (при неизменной длине волны) $b \to 0$. В табл. 27

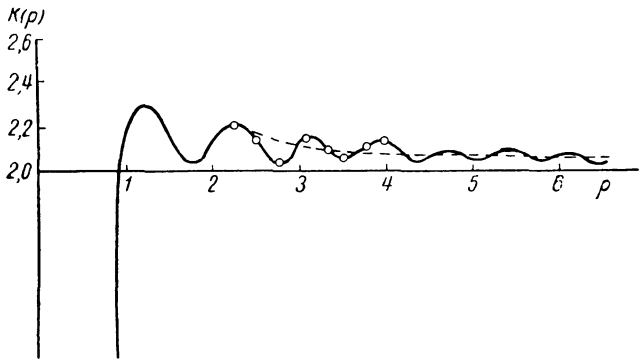


Рис. 43. Функция $K(\rho)$ для абсолютно отражающих шаровых частиц.

представлены данные наблюдений над рассеянием радиации в области спектра $0{,}5\ \mu<\lambda<2{,}5\ \mu$ в различных дымах.

Перейдем теперь к рассмотрению закономерностей рассеяния на большом прозрачном шаре, что в условиях атмосферы соответствует случаю рассеяния света на каплях воды.

Таблица 27

Значения величины b по данным лабораторных измерений

Вещество	a μ	b
Папиросный дым . .	0,10	2,6
NH_4Cl	0,25	1,9
Дым от трубки . . .	0,30	1,6
Копоть	0,60	1,3
Споры	2,00	0,2

В настоящее время выполнено большое число расчетов индикатрис рассеяния и коэффициентов рассеяния для различных показателей преломления и широкого диапазона изменения параметра ρ. Расчеты показывают, что с увеличением параметра ρ индикатрисы рассеяния сильно вытягиваются вперед (по направлению падающего света). Это можно видеть, например, из

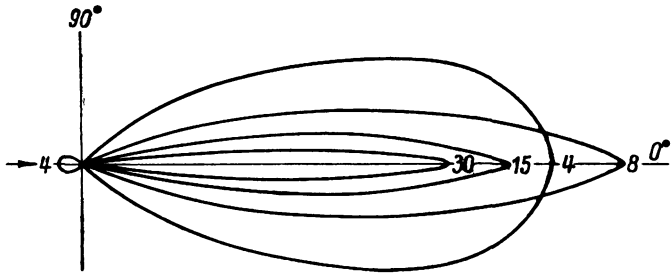


Рис. 44. Индикатриса рассеяния капель воды.

рис. 44, на котором изображены индикатрисы рассеяния света каплями воды ($n=1{,}33$) при ρ, равном 4, 8, 15, 30.

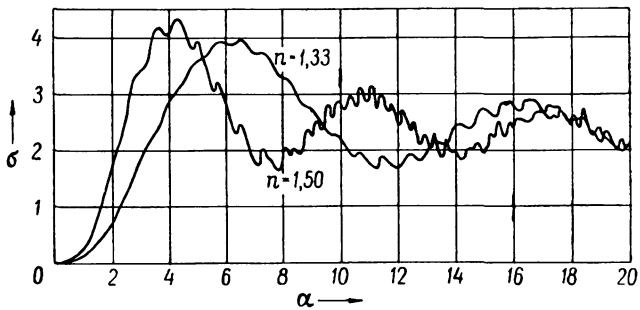


Рис. 45. Функция $K(\rho)$ для значений показателя преломления, равных $n=1{,}33$ и $n=1{,}50$.

На рис. 45 представлены результаты расчетов функции $K(\rho)$, выполненных Р. Пендорфом и Б. Гольбергом для $n=1{,}33$ и $n=1{,}50$.

Новые расчеты показали, что, так же как и в случае непрозрачных частиц, кривая $K(\rho)$ имеет колебательный характер. Как отметил К. С. Шифрин, причина последнего заключается и в том и в другом случае в интерференционной природе рассеяния света.

Кривые рис. 45 могут быть использованы для вычисления коэффициентов рассеяния в видимой области спектра, где $n=1{,}33$,

и ультрафиолетовой области, где происходит увеличение показателя преломления с уменьшением длины волны. Из рис. 45 видно, что влияние дисперсии на вид функции $K(\rho)$ весьма существенно. Что касается инфракрасной области спектра, то для нее n изменяется в зависимости от длины волны в весьма широких пределах и колеблется от 1,154 ($\lambda = 11$ μ) до 2,059 ($\lambda = 152$ μ). Еще более существенно, что в инфракрасной области спектра следует учитывать влияние поглощения. Это весьма усложняет расчеты как индикатрис рассеяния, так и функции $K(\rho)$.

Выше были рассмотрены некоторые результаты теории рассеяния радиации на частицах, размеры которых сравнимы с длиной волны или превышают последнюю. Представляет интерес разобрать случай предельно больших частиц, для которых $\rho \to \infty$. Как показано ранее, в этом случае предельное значение коэффициента ослабления, рассчитанного на одну частицу, составляет $2\pi a^2$ (так как $\lim\limits_{\rho \to \infty} K(\rho) = 2$). Это означает, что предельно большая частица рассеивает вдвое большее количество лучистой энергии, чем то, которое приходится на ее поперечное сечение из падающего потока радиации. На первый взгляд такой вывод может показаться неверным, если считать, что рассеяние света на предельно большой частице может быть рассчитано по законам геометрической оптики. Однако, как установил К. С. Шифрин, даже при исследовании рассеяния света на предельно большой частице приближение геометрической оптики оказывается недостаточным и нужно учитывать эффект дифракции. Расчеты показывают, что полное количество света, дифрагированного предельно большой частицей, таково же, как и то количество света, которое рассеяно частицей в результате преломлений и отражений. При этом весь «дифракционно рассеянный» свет распространяется вперед в пределах очень малого угла $\beta \sim \frac{\lambda}{a}$. Таким образом, индикатриса рассеяния на предельно большой частице имеет узкий «язык», направленный вперед. Что же касается предельного значения коэффициента ослабления, то оно вследствие влияния дифракционного эффекта должно быть равно $2\pi a^2$.

Все сказанное выше о рассеянии света на больших частицах относится к случаю частиц, имеющих сферическую форму. Содержащиеся в атмосфере частицы различных примесей не являются, конечно, идеальными шарами. Существенно поэтому изучить особенности рассеяния света на несферических частицах. Это было сделано Шифриным на основе развитой им приближенной теории рассеяния света на частицах. Шифрин исследовал рассеяние света на эллипсоидных частицах, имеющих палочкообразную и лепешкообразную форму. Индикатрисы рассеяния в этом случае оказываются весьма своеобразными.

На рис. 46 изображены индикатрисы рассеяния для эллипсоида, у которого большая ось в 10 раз превышает малую и $\frac{2\pi a^*}{\lambda}=1$ (a^* — радиус шара, равновеликого эллипсоиду по объему). Кривая *1* — релеевская индикатриса. Кривая *2* представляет собой индикатрису в том случае, когда свет падает вдоль большой оси. Кривая *3* относится к тому случаю, когда свет падает поперек большой оси. Эта индикатриса рассчитана

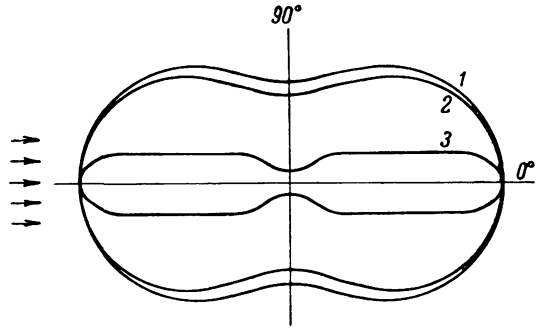


Рис. 46. К вопросу об «устойчивости» релеевской индикатрисы рассеяния.

для плоскости, проходящей через большую ось эллипсоида и падающий луч.

Интересные результаты были получены Шифриным при исследовании рассеяния на малых несферических частицах $\left(\frac{2\pi a^*}{\lambda}\ll 1\right)$. Оказалось, что релеевская индикатриса рассеяния сравнительно устойчива по отношению к изменению формы частицы. Так, например, сжатие сферической малой частицы в 2—3 раза почти не изменяет вида индикатрисы по сравнению с релеевской.

К. С. Шифрин рассчитал также «среднюю» индикатрису рассеяния при различных ориентациях несферической частицы и показал, что в случае палочкообразной частицы индикатриса, осредненная по направлениям, совпадает с индикатрисой шара, имеющего объем $v^*=v\sqrt{\varphi(\varepsilon)}$, где v — объем частицы, $\varphi(\varepsilon)$ — некоторая функция от эксцентриситета эллипсоида ε.

Е. О. Федорова выполнила интересное экспериментальное исследование влияния формы прозрачных частиц (изучались осколки стекла) на характер индикатрис рассеяния. Оказалось, что интенсивность света, рассеянного осколками стекол, имеет практически постоянное значение в пределах углов рассеяния $50°<\varphi<180°$ и резко возрастает в направлении вперед. Осколки

рассеивают назад в 3—5 раз больше света, чем сферические частицы. Особенно велики различия в степени поляризации света, рассеянного осколками и сферическими частицами. Если для сферических частиц степень поляризации в отдельных направлениях может достигать 100%, то в случае осколков она не превышает 10—15%.

Большой практический интерес представляет решение задачи о рассеянии света на неоднородных частицах, например двуслойных сферах, поскольку реальные рассеивающие частицы в атмосфере нередко бывают неоднородными (например, градинки, покрытые снаружи пленкой воды). Такого рода задача о рассеянии света на двуслойных сферических частицах была решена К. С. Шифриным, причем оказалось, что даже при наличии тонкой водяной пленки вокруг ледяного ядра такая частица ведет себя в отношении рассеяния света как капля воды.

Помимо молекулярного рассеяния и рассеяния на крупных частицах различных примесей, в атмосфере имеет место также рассеяние света на крупномасштабных (по сравнению с длиной волны света) турбулентных пульсациях плотности. Рассеянием света на турбулентных пульсациях плотности обусловлено явление мерцания звезд. Можно полагать, что известную роль может играть и рассеяние прямой солнечной радиации на турбулентных флуктуациях плотности в атмосфере.

Познакомившись с наиболее существенными закономерностями рассеяния света, вытекающими из теоретических расчетов и лабораторных измерений, рассмотрим теперь результаты некоторых экспериментальных исследований по рассеянию солнечной радиации в атмосфере.

Обширные исследования индикатрисы рассеяния в приземном слое атмосферы выполнены О. Д. Бартеневой. Эти исследования обнаружили резко выраженную зависимость формы индикатрисы рассеяния от прозрачности атмосферы. Вместе с тем было установлено, что и при одной и той же прозрачности могут наблюдаться индикатрисы различной формы. Это означает, что однозначная зависимость формы индикатрис от прозрачности отсутствует. Изучив особенности индикатрис рассеяния при различных условиях прозрачности атмосферы (включая случаи тумана) в разных географических районах, Бартенева предложила классификацию индикатрис, охватывающую десять типов индикатрис. Каждому типу индикатрисы отвечают определенные значения коэффициента асимметрии рассеяния K (отношения потока радиации, рассеянного вперед, к потоку, рассеянному назад), изменяющиеся от 1 до 25—35, и метеорологической дальности видимости от 220 до 0,4—0,5 *км*. С уменьшением дальности видимости вытянутость индикатрис существенно возрастает. В некоторых случаях (при $K>3{,}5$) индикатрисы рассеяния данного класса в свою очередь должны быть разбиты на

заметно отличающиеся типы («пологие» и «острые» типы индикатрис).

Обширный материал накоплен в настоящее время по индикатрисам рассеяния света в атмосфере, относящимся ко всей толще атмосферы. В связи с этим предпринимались многочисленные попытки найти наиболее удачное аналитическое представление для реальной индикатрисы. Довольно широкое распространение получила, в частности, эмпирическая формула для индикатрисы рассеяния, предложенная Шенбергом,

$$\gamma(\varphi) = 1 + p\cos\varphi + q\cos^2\varphi, \tag{4.43}$$

где p и q — некоторые параметры, зависящие от состояния атмосферы (прежде всего от ее мутности) и определяемые из наблюдений.

Исследованиями В. А. Крата было установлено, однако, что индикатриса Шенберга является неудовлетворительной. Крат на основании своих наблюдений получил следующую эмпирическую формулу для индикатрисы рассеяния:

$$\gamma(\varphi) = 1 + P_\lambda f(\varphi) + Q_\lambda \cos^2\varphi. \tag{4.44}$$

Здесь, так же как и в (4.43), величины P_λ и Q_λ представляют собой эмпирические коэффициенты, определяемые из наблюдений, а функция $f(\varphi) = e^{-3\varphi} - e^{-\frac{3\pi}{2}} = e^{-3\varphi} - 0{,}009$, где φ выражено в радианах. Наблюдения со светофильтрами показали, что эти коэффициенты зависят не только от состава рассеивающей среды, но также и от длины волны.

Как видно из (4.44), величина $\gamma\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1$. Поэтому численные значения коэффициентов P_λ и Q_λ могут быть получены из наблюдений отношения $\frac{J_\lambda(\varphi)}{J_\lambda\left(\frac{\pi}{2}\right)} = 1 + P_\lambda f(\varphi) + Q_\lambda \cos^2\varphi$ для различных φ по методу наименьших квадратов. Здесь через $J_\lambda(\varphi)$ обозначена интенсивность света длины волны λ, рассеянного в направлении φ.

Изменчивость P_λ и Q_λ в зависимости от длины волны весьма значительна. Так, например, Е. В. Пясковская-Фесенкова получила такие результаты:

$\lambda_{эфф}$ $m\mu$	P_λ	Q_λ
476	3,64	0,65
546	4,99	0,55
625	7,02	0,44

В. А. Крат отмечает, что формула (4.44) неприменима к узкому интервалу углов рассеяния φ, от 0 до 2—3° (участок околосолнечного ореола), где функция $\gamma(\varphi)$ имеет очень высокий максимум (эффект Ми).

Большая серия экспериментальных и теоретических исследований по рассеянию света в атмосфере принадлежит Пясковской-Фесенковой. Пясковская-Фесенкова выполнила многочисленные наблюдения над индикатрисой рассеяния света в атмосфере, измеряя интенсивность рассеянной радиации (яркость неба — в терминах фотометрической системы единиц) на альмукантарате солнца при различных угловых расстояниях от последнего. Наблюдения производились с помощью визуального фотометра конструкции В. Г. Фесенкова с синим, зеленым и красным светофильтрами. Эффективные длины волн составляют для этих фильтров 0,476; 0,546 и 0,625 μ соответственно.

На рис. 47 представлены индикатрисы рассеяния света в атмосфере по данным наблюдений Пясковской-Фесенковой в различных географических пунктах, но при одной и той же оптической массе атмосферы $\theta(0)=0{,}29$. Для сравнения на этом рисунке изображена также сферическая и релеевская индикатрисы. Как видно из рис. 47, наблюдения индикатрисы рассеяния в атмосфере обнаруживают наличие очень сильного влияния на рассеяние света крупных частиц (вытянутость индикатрисы вперед).

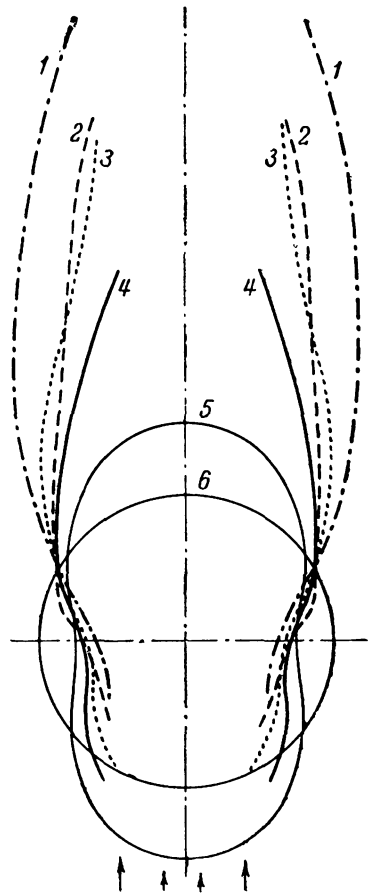


Рис. 47. Индикатрисы рассеяния для всей толщи атмосферы.

1 — 13 июля 1947 г., санаторий «Узкое» (окрестность Москвы), $\lambda=546$ $m\mu$; *2* — 11 июля 1947 г., Владивосток, $\lambda=546$ $m\mu$; *3* — 24 августа 1946 г., Горная обсерватория (окрестность Алма-Аты), $\lambda=476$ $m\mu$; *4* — 12 июля 1945 г., с. Богородское (окрестность Иванова), $\lambda=476$ $m\mu$; *5* — релеевская; *6* — сферическая.

Существенно также, что при одной и той же оптической толщине (одинаковой прозрачности) индикатрисы рассеяния для одной и той же длины волны могут иметь различную форму,

особенно при малых углах. Пясковская-Фесенкова специально исследовала вопрос об асимметрии атмосферной индикатрисы рассеяния. Ее данные показывают, что вытянутость индикатрисы рассеяния вперед увеличивается с ростом длины волны. Вытянутость же индикатрисы назад уменьшается с ростом длины волны. В качестве количественной характеристики асимметрии атмосферной индикатрисы рассеяния Пясковская-Фесенкова вводит отношение количества света, рассеянного вперед и назад для симметричных углов рассеяния: $\frac{J_\varphi}{J_{\pi-\varphi}}$ (J_φ — интенсивность света, рассеянного в направлении угла рассеяния φ).

Экспериментальные данные показывают, что зависимость $\frac{J_\varphi}{J_{\pi-\varphi}}$ от длины волны является линейной, причем экстраполяция прямых в сторону коротких длин волн обнаруживает, что все прямые пересекаются вблизи точки, характеризуемой координатами: $\frac{J_\varphi}{J_{\pi-\varphi}}=1$; $\lambda=0{,}300$ μ. Это означает, что вблизи $\lambda=300\,m\mu$ асимметрия атмосферной индикатрисы рассеяния исчезает, а в области $\lambda<300\,m\mu$ свет рассеивается преимущественно назад (отрицательный эффект Ми). Причины отрицательного эффекта Ми пока еще не получили достаточно убедительного объяснения.

Обработка наблюдений Пясковской-Фесенковой существенным образом основывается на теории рассеяния первого порядка. Учет влияния многократного рассеяния может, вообще говоря, внести некоторые коррективы в указанные данные. Пясковская-Фесенкова показала, однако, что влияние рассеяния высших порядков на полученные ею результаты является практически несущественным.

В. Г. Фесенков предложил, исходя из наблюдений Пясковской-Фесенковой, следующую эмпирическую формулу для индикатрисы рассеяния:

$$\gamma(\varphi)=1+a\cos\varphi+b\cos^2\varphi+c\cos^3\varphi, \qquad (4.45)$$

где a, b и c — эмпирические коэффициенты, определяемые из наблюдений. По наблюдениям Пясковской-Фесенковой для $\lambda=0{,}476$ μ, средней атмосферной индикатрисе рассеяния соответствуют такие значения коэффициентов: $a=0{,}049$; $b=1{,}093$; $c=0{,}704$.

Эти же наблюдения показали, что с достаточной степенью точности атмосферная индикатриса рассеяния может быть также описана формулой В. А. Крата (4.44). Обе упомянутые формулы нуждаются, однако, в поправках при описании индикатрисы рассеяния в области очень малых углов рассеяния (в области околосолнечного ореола).

Очень важное значение имеют сведения об изменении формы индикатрисы рассеяния с высотой. Хотя этот вопрос изучен пока что совершенно недостаточно, тем не менее некоторые предварительные сведения об индикатрисах рассеяния в свободной атмосфере уже получены. На рис. 48 изображены индикатрисы рассеяния на высотах 5, 20 и 100 *км* по данным Фойцика и Чаека, Регера и Зидентопфа, Бульриха и Мёллера. Как видно

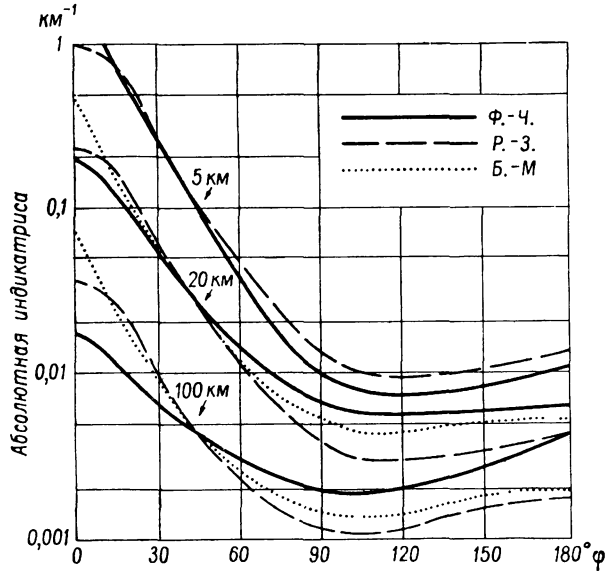


Рис. 48. Индикатрисы рассеяния в свободной атмосфере.

из рисунка, данные различных авторов довольно хорошо согласуются, причем наиболее интересной чертой рассматриваемых результатов является значительная вытянутость индикатрисы рассеяния даже на высоте 100 *км*. Это означает, что даже на столь больших высотах остается существенным влияние аэрозольного рассеяния. Аэростатные измерения Б. А. Чаянова также свидетельствуют о сильной вытянутости индикатрисы рассеяния в изученном им диапазоне высот до 22 *км*. Интересно при этом, что форма индикатрисы в верхней части тропосферы и стратосферы мало изменяется с высотой.

Значительный интерес представляет вопрос о зависимости коэффициента рассеяния $\alpha^{\varphi}_{\lambda, H} = \varkappa_{\lambda, H}\overline{\gamma}(\varphi)$ [$\overline{\gamma}(\varphi)$ — средняя для всей толщи атмосферы индикатриса рассеяния, H — высота однородной атмосферы] от длины волны для различных углов рас-

сеяния φ. Представим $\alpha^{\varphi}_{\lambda, H}$ аналогично (4.42) следующим образом:

$$\alpha^{\varphi}_{\lambda, H} = c\lambda^{-b}. \tag{4.46}$$

Как показали наблюдения Е. В. Пясковской-Фесенковой на г. Кумбель ($z=3100$ *м*) в окрестностях Алма-Аты, для углов рассеяния $\varphi \leqslant 10°$ зависимость $\lg \alpha^{\varphi}_{\lambda, H}$ от $\lg \lambda$ в соответствии с соотношением (4.46) является всегда прямолинейной. Определенные по углу наклона прямых величины b для трех летних дней представлены в табл. 28.

Таблица 28

Зависимость показателя степени b от угла рассеяния φ

φ°	19 VII 1949	23 VIII 1949	12 VIII 1949
10	0,4	1,2	1,0
15	1,5	2,0	1,8
20	2,3	2,3	2,4
40	2,9	2,5	3,2
60	3,1	2,7	3,4
80	3,0	2,6	3,6
90	3,2	2,7	3,6
120	3,5	3,2	3,6
140	—	—	3,7

Как видно из табл. 28, величина показателя степени b существенно зависит от угла рассеяния φ и увеличивается с его ростом. Причину этого нетрудно понять, если иметь в виду, что при малых углах рассеяния наиболее существенно проявляется влияние рассеяния на крупных частицах. Для последних же показатель b, как указывалось ранее, имеет всегда значения, существенно меньшие релеевского значения $b=4$. При больших углах рассеяния возрастает роль релеевского рассеяния и поэтому показатель степени b возрастает.

При определении коэффициента рассеяния $\alpha^{\varphi}_{\lambda, H}$ для малых углов рассеяния, расположенных в пределах околосолнечного ореола, обнаруживается более сложная картина. В этом случае зависимость $\lg \alpha^{\varphi}_{\lambda, H}$ от $\lg \lambda$ не является линейной и, следовательно, b зависит не только от φ, но и от λ. Как установила Е. В. Пясковская-Фесенкова, при $\varphi=2°$ в условиях запыленной атмосферы ослабление красного света оказывается более интенсивным, чем ослабление зеленого света. В условиях чистой, но

влажной атмосферы такого аномального эффекта не наблюдается.

Если представить аналогично (4.44) выражение для $\alpha_{\lambda, H}$ — коэффициента ослабления вследствие рассеяния, рассчитанного для вертикального столба атмосферы единичного сечения, то

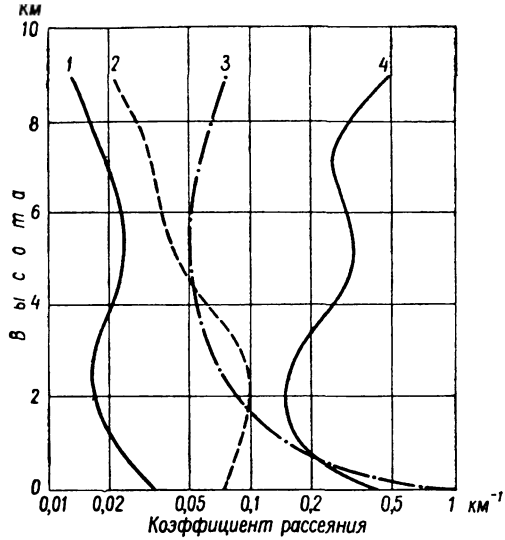


Рис. 49. Вертикальные профили коэффициента ослабления.

экспериментальные данные указывают на большую изменчивость коэффициентов c и b в этом случае. По имеющимся экспериментальным данным, коэффициент c колеблется от 0,012 до 0,239, а коэффициент b — от 0,48 до 1,83, что соответствует изменению $\alpha_{\lambda, H}$ для $\lambda=0{,}55$ μ от 0,026 ($c=0{,}019$; $b=0{,}48$) до 0,571 ($c=0{,}239$; $b=1{,}46$). Согласно В. Шюппу и Ф. Фольцу, в качестве средних значений для горной и равнинной местности можно принимать $b=1{,}37$ и $b=1{,}48$ соответственно.

Нередко при измерениях ослабления ультрафиолетовой радиации наблюдается аномальная экстинкция ($b<0$). Причина этого заключается в том, что для коротких длин волн ($\lambda<0{,}3$ μ) параметр $\rho>6$, и поэтому с увеличением длины волны функция $K(\rho)$ (а следовательно, и коэффициент рассеяния) увеличивается.

Весьма важным является вопрос о зависимости коэффициента аэрозольного ослабления в условиях безоблачной атмосферы от высоты. По данным Р. Пендорфа, в среднем коэффициент

ослабления экспоненциально убывает с высотой до высот порядка 4—5 *км*:

$$\alpha_h = \alpha_0 e^{-\frac{h}{H_D}}. \qquad (4.46а)$$

Здесь α_h, α_0 — значения коэффициента рассеяния на высоте h и вблизи земной поверхности соответственно. Для H_D — высоты «пылевой однородной атмосферы» — измерения дают величины порядка 1—1,5 *км*. Аналогичные результаты получил Ю. И. Рабинович, который для видимой области спектра рекомендует следующие параметры формулы (4.46а):

Зима $H_D = 1$ *км*; $\alpha_0 = 0{,}25$ *км*$^{-1}$,

Лето $H_D = 1{,}4$ *км*; $\alpha_0 = 0{,}15$ *км*$^{-1}$.

Приведенные величины α_0 относятся к $\lambda = 0{,}55$ μ.

Естественно, что в отдельных случаях, а иногда и за большие промежутки времени вертикальное распределение коэффициента ослабления может быть значительно более сложным, чем описываемое формулой (4.46а). Об этом можно судить, например, по данным четырех серий самолетных измерений Д. Уолдрома, результаты которых изображены на рис. 49. Представленные здесь кривые *1—4* соответствуют различным условиям наблюдений.

§ 5. Расчеты ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием

В предыдущих параграфах мы познакомились о основными результатами теории рассеяния света. Рассмотрим теперь некоторые приложения этой теории, связанные с расчетом ослабления радиации вследствие рассеяния, обусловленного наличием капель воды или непрозрачных частиц аэрозолей.

1. Теоретический метод расчета ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием. Как уже отмечалось, коэффициент ослабления вследствие рассеяния, рассчитанный на одну частицу, можно представить в виде

$$\alpha_\lambda' = \pi a^2 K(\rho).$$

Если в единице объема содержится n частиц одинакового размера, то в предположении, что частицы рассеивают независимо, объемный коэффициент ослабления α_λ будет равен

$$\alpha_\lambda = \alpha_\lambda' n = n\pi a^2 K(\rho). \qquad (4.47)$$

Таким образом, ослабление радиации в монодисперсном аэрозоле определяется таким простым соотношением:

$$J_\lambda = J_{0,\lambda} e^{-\alpha_\lambda l}, \qquad (4.48)$$

где l — длина пути лучей.

При расчете ослабления радиации вследствие рассеяния представляет существенный интерес оценка соотношения релеевского (молекулярного) и аэрозольного рассеяния. В табл. 29 приведены значения релеевского коэффициента ослабления, вычисленные с учетом деполяризации и дисперсии для видимой области спектра.

Таблица 29

Релеевский коэффициент ослабления для видимой области спектра

λ мк	α_λ 1/км	λ мк	α_λ 1/км
0,400	0,04358	0,650	0,00554
0,450	0,02715	0,700	0,00446
0,500	0,01750	0,750	0,00364
0,550	0,01190	0,800	0,00260
0,600	0,00833		

Расчет коэффициентов аэрозольного ослабления показывает, что даже при очень небольшом числе крупных рассеивающих частиц аэрозольное ослабление значительно превосходит релеевское. Так, например, в случае капель воды при $n=200$ $см^{-3}$, $a=1$ мк величина $\alpha_\lambda=6$ $км^{-1}$ для $\lambda=0{,}55$ мк.

Как уже отмечалось выше, иначе обстоит дело при рассеянии ультракоротких радиоволн облаками. В этом случае рассеяние на каплях воды можно практически считать релеевским, поскольку параметр $\rho=\frac{2\pi a}{\lambda}$ мал.

Реальные аэрозоли практически всегда бывают полидисперсными, и поэтому необходимо учитывать при расчете ослабления радиации распределение частиц по размерам. Если распределение частиц по размерам характеризуется функцией $\frac{dn}{da}=f(a)$ (n — число частиц в единице объема, a — радиус частиц), то для объемного коэффициента ослабления получим

$$\alpha_\lambda=\int_{a_0}^{a_1}\pi a^2K(\rho)\frac{dn}{da}da, \tag{4.49}$$

где a_0, a_1 — минимальный и максимальный радиусы рассеивающих частиц.

Задавая конкретный вид функции распределения $f(a)$, можно рассчитать по формуле (4.49) коэффициенты ослабления радиации различными аэрозолями. Укажем, например, что, по данным К. Юнге, функция распределения для частичек пыли (сухих

аэрозолей) в интервале размеров $5 \cdot 10^{-6}$ *см* $< a < 10^3$ *см* имеет вид

$$dn = ca^{-4}\,da, \tag{4.50}$$

где c — постоянная. Подставляя это выражение в (4.49), нетрудно получить

$$\alpha_\lambda = 2\pi^2 c\lambda^{-1}\int_{\alpha_0}^{\alpha_1} K(\rho)\,\rho^{-2}\,d\rho = c_1\lambda^{-1}K_4. \tag{4.51}$$

Здесь $c_1 = 2\pi^2 c$, а функция $K_4 = \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} K(\rho)\rho^{-2}d\rho$ зависит только от комплексного показателя преломления m и пределов интеграла α_0, α_1. Практически можно считать $\alpha_0 = 0$; при больших α функция $K \to 2$. Это означает, что K_4 зависит практически только от m.

Как видно из (4.51), коэффициент ослабления радиации, обусловленного рассеянием пылью, обратно пропорционален длине волны. Хотя, как было показано выше, спектральная зависимость аэрозольного ослабления от длины волны может быть самой разнообразной, тем не менее этот вывод может считаться справедливым, когда рассматривается ослабление радиации в видимой области спектра. По данным Ф. Шмолинского, при слабой и средней мутности атмосферы спектральная зависимость коэффициента ослабления в видимой области спектра удовлетворительно описывается формулой (4.42) при $b = 0{,}92 \pm 0{,}25$.

Особенно простой вид приобретает формула для коэффициента ослабления в том случае, когда размеры рассеивающих частиц настолько велики, что $K(\rho) = 2$. Это имеет место, например, при определении прозрачности дождей. Для капель дождя изменения параметра ρ лежат в пределах 600—3000.

Е. А. Полякова и К. С. Шифрин использовали для распределения капель дождя по размерам формулу

$$\frac{dn}{da} = f(a) = Aa^2 e^{-\beta a}, \tag{4.52}$$

где A, β — эмпирические параметры.

Подставляя это выражение для $f(a)$ в (4.49), получим

$$\alpha = \int_0^\infty 2\pi a^2 A a^2 e^{-\beta a}\,da = \frac{48\pi A}{\beta^2}. \tag{4.53}$$

Индекс длины волны здесь опущен, так как α не зависит от длины волны.

Мы познакомились с методом расчета ослабления радиации, обусловленного рассеянием, основанным на использовании количественных результатов теории рассеяния. Применение

такого метода оказывается возможным, однако, лишь в том случае, когда известны природа, количество и размеры рассеивающих частиц. Между тем в большинстве случаев какие-либо конкретные сведения о количестве и размере находящихся в атмосфере частиц либо совсем отсутствуют, либо являются очень приближенными. По этой причине изложенный выше метод расчета ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием, не нашел еще широкого применения в актинометрии и используется главным образом для решения различных задач оптики облаков и туманов.

Более распространенными в актинометрии являются полуэмпирические методы расчета ослабления света в атмосфере, обусловленного рассеянием.

2. Полуэмпирические методы расчета ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием. Широкое распространение в практике актинометрических расчетов ослабления солнечной радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием, получил метод, предложенный А. Онгстремом. Представим коэффициент ослабления следующим образом:

$$\alpha_\lambda = \alpha_{\lambda,\ \text{рел}} + \beta_1 \lambda^{-b}, \tag{4.54}$$

где $\alpha_{\lambda,\text{рел}}$ — коэффициент ослабления вследствие релеевского рассеяния. Тогда ослабление потока солнечной радиации вследствие рассеяния может быть определено по такому соотношению:

$$S'_m = \int_0^\infty S_{0,\lambda} e^{-m\int_0^\infty (\alpha_{\lambda,\ \text{рел}} + \beta_1 \lambda^{-b})\, dz} d\lambda =$$

$$= \int_0^\infty S_{0,\lambda} e^{-m\int_0^\infty \alpha_{\lambda,\ \text{рел}}\, dz} e^{-m\beta\lambda^{-b}} d\lambda, \tag{4.55}$$

где $S_{0,\lambda}$ — спектральное распределение энергии солнечной радиации за пределами атмосферы; S_m' — поток солнечной радиации у земной поверхности с учетом ослабления, обусловленного рассеянием; m — масса атмосферы в направлении на солнце; $\beta = \int_0^\infty \beta_1 dz$ — величина, называемая коэффициентом мутности.

Если известны значения параметров β и b, а также функция $S_{0,\lambda}$, с помощью формулы (4.55) нетрудно рассчитать ослабление солнечной радиации в атмосфере, обусловленное рассеянием.

А. Онгстрем предложил во всех случаях принимать значение b равным 1,3. Тогда при известном $S_{0,\lambda}$ решение задачи рас-

чета ослабления солнечной радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием, сводится к определению величины коэффициента мутности β.

Для определения коэффициента мутности могут быть использованы обычные актинометрические наблюдения прямой солнечной радиации. Имея в виду, что общее ослабление солнечной радиации в атмосфере обусловлено не только рассеянием, но и поглощением, можем написать для потока прямой солнечной радиации S_m, измеряемого актинометром,

$$S_m = S'_m - \Delta S = \int_0^\infty S_{0,\lambda} e^{-m\int_0^\infty \alpha_{\lambda,\text{ рел}}\, dz} e^{-m\beta\lambda^{-1,3}}\, d\lambda - \Delta S, \qquad (4.56)$$

где ΔS — величина той части потока прямой солнечной радиации, которая поглощена в атмосфере.

Величина ΔS может быть определена с помощью эмпирических формул, связывающих ее с абсолютной влажностью у земной поверхности или с общим содержанием водяного пара в атмосфере (см. главу III). Таким образом, коэффициент мутности β является единственной неизвестной величиной в соотношении (4.56), представляющем собой интегральное уравнение для β.

Уравнение (4.56) не дает, однако, возможности производить достаточно точное определение β, ввиду того что величина ΔS не всегда может быть рассчитана по упомянутым выше эмпирическим формулам с удовлетворительной степенью точности. Поэтому значительно более широкое распространение получил метод определения коэффициента мутности, основанный на использовании результатов актинометрических измерений со светофильтрами.

Как уже отмечалось, ослабление прямой солнечной радиации, обусловленное поглощением, имеет место главным образом в области длин волн $\lambda > 0{,}7\ \mu$. Если производить измерение потока прямой солнечной радиации, закрывая актинометр таким светофильтром, который «отрезает» всю радиацию с длинами волн $\lambda < 0{,}7\ \mu$, то можно написать

$$S_k = \tau \int_{\lambda_1}^\infty S_{0,\lambda} e^{-m\int_0^\infty \alpha_{\lambda,\text{ рел}}\, dz} e^{-m\beta\lambda^{-1,3}}\, d\lambda - \tau\,\Delta S. \qquad (4.57)$$

Здесь S_k — поток солнечной радиации, измеряемой актинометром в том случае, когда последний закрыт светофильтром (λ_1 — нижняя граница пропускания светофильтра); τ — средний (интегральный) коэффициент пропускания светофильтра.

Деля обе части (4.57) на τ и вычитая получающееся при этом соотношение из (4.56), имеем

$$S_1 = S_m - \frac{1}{\tau} S_k =$$

$$= \int_0^{\lambda_1} S_{0,\lambda} e^{-m \int_0^{\infty} a_{\lambda,\ рел}\, dz} e^{-m\beta\lambda^{-1,3}} d\lambda. \qquad (4.58)$$

В этом выражении, определяющем поток солнечной радиации S_1, влияние поглощения радиации исключено. Таким образом, можно избегнуть необходимости расчета ΔS, если, кроме полного потока прямой солнечной радиации S_m, измерять также S_1. В практике актинометрических измерений для определения величин S_1 используют обычно шоттовские светофильтры RG_2 (красный) и OG_1 (желтый), которые отрезают радиацию, имеющую длины волн короче 0,630 и 0,525 μ соответственно.

Измерения показывают, что коэффициент мутности изменяется в весьма широких пределах — от нескольких сотых (хорошая прозрачность) до нескольких десятых (низкая прозрачность).

В связи с использованием формулы (4.58) для расчета коэффициента мутности представляет интерес оценить роль релеевского рассеяния в ослаблении радиации всей толщей атмосферы. В табл. 30 приведены вычисленные К. С. Шифриным и И. Н. Мининым оптические толщины атмосферы в направлении вертикали с учетом только релеевского $\tau_{0,\,р}$ и аэрозольного $\tau_{0,\,а}$ рассеяния для трех различных значений суммарной (полной) оптической толщины при $\lambda = 0{,}55$ μ, характеризующей прозрачность атмосферы.

Таблица 30

Полная, аэрозольная и релеевская оптическая толщина атмосферы

λ μ	$\tau_{0,\,р}$	$\tau_{0,\,а}$		
		0,2	0,3	0,4
0,400	0,349	0,144	0,281	0,556
0,450	0,217	0,128	0,250	0,494
0,500	0,140	0,115	0,225	0,444
0,550	0,0952	0,105	0,205	0,405
0,600	0,0666	0,0960	0,188	0,371
0,650	0,0443	0,0886	0,173	0,342
0,700	0,0356	0,0823	0,161	0,318
0,750	0,0291	0,0768	0,150	0,297
0,800	0,0208	0,0719	0,140	0,278

Как видно из этой таблицы, в условиях безоблачной атмосферы роль релеевского рассеяния весьма значительна даже при большой аэрозольной замутненности атмосферы.

Практическое применение метода А. Онгстрема для расчета ослабления прямой солнечной радиации в атмосфере показало, что самой уязвимой стороной этого метода является предположение о постоянстве значения параметра b. Именно поэтому В. Шюпп обобщил метод Онгстрема, предложив использовать для характеристики прозрачности атмосферы два параметра: β и b. В этом случае, однако, применение полуэмпирического метода определения ослабления радиации становится существенно более сложным.

Как показал А. Онгстрем, принципиально важной для определения коэффициента мутности является высокая точность измерений с применением светофильтров. Если точность составляет менее 1%, результаты становятся ненадежными. Это, конечно, очень жесткое и далеко не всегда практически осуществимое требование.

§ 6. Элементы теории переноса радиации с учетом многократного рассеяния

Выше были рассмотрены результаты, характеризующие рассеяние радиации отдельными частицами. Разобранные вслед за тем методы расчета ослабления радиации, обусловленного рассеянием, были основаны на предположении, что ослабление радиации определяется только влиянием первичного рассеяния. Между тем в реальных условиях всегда имеет место рассеяние уже рассеянного света, т. е. многократное рассеяние. Его влияние тем больше, чем значительнее оптическая толщина рассеивающей среды. Решение задачи о переносе радиации с учетом многократного рассеяния требует рассмотрения точного интегро-дифференциального уравнения переноса (1.80) с соответствующими граничными условиями. Такая задача в общем виде оказывается чрезвычайно сложной и громоздкой. Для ее решения было предложено большое число различных приближенных методов. Мы ограничимся здесь только предельно кратким рассмотрением двух приближенных методов применительно к случаю переноса коротковолновой радиации, нашедших наиболее широкое применение в области актинометрии и атмосферной оптики.

1. Метод последовательных приближений. Перепишем уравнение переноса (1.81) следующим образом:

$$\cos\vartheta \frac{\partial J_\lambda}{\partial z} = \frac{\rho\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_\lambda(z, r')\gamma_\lambda(z; r', r)\,d\omega' - \rho\sigma_\lambda J_\lambda - \rho_w k_\lambda J_\lambda, \quad (4.59)$$

где ρ_w — плотность поглощающего излучение вещества.

Введем такие обозначения: $a_\lambda = \rho\sigma_\lambda + \rho_w k_\lambda$; $\rho\sigma_\lambda = a_\lambda - \rho_w k_\lambda = \beta_\lambda a_\lambda$. Теперь получим вместо (4.59)

$$\cos\vartheta \frac{\partial J_\lambda}{\partial z} = \frac{\beta_\lambda a_\lambda}{4\pi} \int J_\lambda(z, r') \gamma_\lambda(z; r', r) d\omega' - a_\lambda J_\lambda. \quad (4.60)$$

Вводя оптическую толщину $\tau = \int_0^z a_\lambda dz$, найдем

$$\cos\vartheta \frac{\partial J_\lambda(\tau, \vartheta, \varphi)}{\partial\tau} = -J_\lambda(\tau, \vartheta, \varphi) + B(\tau, \vartheta, \varphi). \quad (4.61)$$

Здесь

$$B(\tau, \vartheta, \varphi) = \frac{\beta_\lambda}{4\pi} \int J_\lambda(\tau, r') \gamma_\lambda(\tau; r', r) d\omega'. \quad (4.62)$$

Выделим в (4.62) слагаемое, соответствующее прямой солнечной радиации. Если зенитное расстояние и азимут солнца равны соответственно $\vartheta_\odot$ и $\varphi_\odot$, а β и β_1 — углы рассеяния, то в предположении независимости индикатрисы рассеяния от высоты получим

$$B = \frac{\beta_\lambda}{4\pi} \int J_\lambda \gamma_\lambda(\beta) d\omega' + \frac{\beta_\lambda}{4\pi} \gamma_\lambda(\beta_1) S_{0,\lambda} e^{-\tau \sec\vartheta_\odot}, \quad (4.63)$$

где $S_{0,\lambda}$ — «монохроматическая» солнечная постоянная; J_λ — интенсивность рассеянной радиации.

Предполагая для простоты, что альбедо земной поверхности равно нулю, дополним уравнение (4.61) следующими граничными условиями:

$$J_\lambda(0, \vartheta, \varphi) = 0 \quad \text{при} \quad \vartheta < \frac{\pi}{2},$$

$$J_\lambda(\tau_0, \vartheta, \varphi) = 0 \quad \text{при} \quad \vartheta > \frac{\pi}{2}; \quad (4.64)$$

здесь $\tau_0 = \int_0^\infty a_\lambda dz$ — оптическая толщина атмосферы.

Нетрудно показать, что уравнения (4.61) и (4.63) могут быть сведены к одному интегральному уравнению. Решая (4.61) относительно J_λ и подставляя результат в (4.63), получим, предположив для простоты, что индикатриса рассеяния является сферической (в этом случае $\gamma_\lambda = 1$; B зависит только от τ, а J_λ от τ и ϑ),

$$B(\tau) = \frac{\beta_\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} E_1(|\tau - \tau'|) B(\tau') d\tau' + \frac{\beta_\lambda}{4\pi} S_{0,\lambda} e^{-\tau \sec\vartheta_\odot}, \quad (4.65)$$

где $E_1(x) = \int_1^\infty t^{-1} e^{-xt} dt$.

Это уравнение было впервые выведено О. Д. Хвольсоном при исследовании рассеяния света в молочных стеклах.

Разработано много различных способов решения уравнения (4.65) по методу последовательных приближений. Один из наиболее распространенных способов состоит в том, чтобы использовать в качестве первого приближения свободный член (4.65)

$$B_1(\tau) = \frac{\beta_\lambda}{4\pi} S_{0,\lambda} e^{-\tau \sec \vartheta_\odot}. \qquad (4.66)$$

Подставляя это первое приближение в правую часть (4.65), получим второе приближение $B_2(\tau)$, аналогичным образом третье и т. д. Такой способ решения уравнения переноса эквивалентен последовательному учету рассеяния первого, второго и более высоких порядков.

Как показал В. В. Соболев, описанный способ решения (4.65) обладает тем недостатком, что при $\tau \geqslant 1$ и малом β_λ (т. е. сильном поглощении) необходимо брать слишком много приближений. Это можно видеть, например, из следующей таблицы, содержащей результаты выполненных Соболевым расчетов коэффициента яркости ρ для излучения, выходящего через нижнюю границу среды $J_\lambda(0, \vartheta, \varphi) = \frac{S_{0,\lambda}}{\pi} \rho(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta_\odot$:

τ_0	ρ_1	ρ_2	Точное решение
0,2	0,041	0,052	0,055
1,0	0,108	0,171	0,27
2,0	0,123	0,205	0,47
∞	0,125	0,212	1,06

Как видно из этой таблицы, уже при $\tau = 1$ второе приближение (ρ_2) существенно отличается от точного решения.

Использование (4.66) в качестве первого приближения не вполне удачно потому, что такое первое приближение слишком сильно отличается от точного решения. Е. С. Кузнецов, детально проанализировав вопрос о сходимости метода последовательных приближений, показал, что значительно более удовлетворительные результаты получаются в том случае, когда в качестве первого приближения берется приближенное решение уравнения переноса, полученное по методу Шварцшильда. Не останавливаясь на сути этого метода, укажем лишь, что это один из способов грубо приближенного решения (4.65).

Е. С. Кузнецовым разработан способ решения уравнения переноса по методу последовательных приближений, пригодный для случаев существенно анизотропного рассеяния (вытянутые индикатрисы рассеяния).

В этом случае Кузнецов представил выражение для индикатрисы рассеяния в виде конечного ряда по полиномам Лежандра

$$\gamma(\tau;\, r',\, r) = \sum_{i=1}^{N} c_i(\tau)\, P_i\,[\cos(r',\, r)], \qquad (4.67)$$

где $c_i(\tau)$ — коэффициенты разложения, $P_i\,[\cos(r', r)]$ — полиномы Лежандра. Решение в этом случае ищется в виде тригонометрического ряда

$$J_\lambda(\tau,\, r) = \frac{1}{2} A_0(\tau,\, \vartheta) + \sum_{k=1}^{N} A_k(\tau,\, \vartheta) \cos k\varphi; \qquad (4.68)$$

здесь A_0 и A_k — коэффициенты разложения в ряд.

Подстановка решения в форме (4.68) в уравнение переноса приводит к системе уравнений для коэффициентов A_k. Эта система уравнений решается по методу последовательных приближений, причем в качестве первого приближения выбирается решение, учитывающее только рассеяние первого порядка.

Расчеты интенсивности рассеянной радиации безоблачного неба показали, что с увеличением оптической толщины атмосферы τ_0 влияние многократного рассеяния сильно увеличивается. Так, например, при $\tau_0 = 0{,}8$ ошибка, обусловленная неучетом многократного рассеяния, может достигать 70%. Даже для малозамутненной атмосферы ($\tau_0 = 0{,}2$) эта ошибка может превосходить 25%. Разумеется, еще более существенно учитывать многократное рассеяние при изучении переноса радиации в облаках.

2. Метод приведения к дифференциальным уравнениям. Упомянутые выше варианты метода последовательных приближений позволяют достичь весьма высокой точности. Однако для этого требуется выполнить очень громоздкие вычисления. Для упрощения и сокращения вычислений было предложено много различных вариантов приведения интегро-дифференциального уравнения переноса к дифференциальным уравнениям. Интегрирование последних является значительно более простой задачей, чем решение сложного интегро-дифференциального или интегрального уравнения.

Основная идея вывода наиболее часто используемых приближенных уравнений переноса состоит в замене точного интегро-дифференциального уравнения для интенсивности излучения приближенными обыкновенными дифференциальными уравнениями для восходящего и нисходящего потоков излучения. Общий путь решения этой задачи был указан Е. С. Кузнецовым.

Выполнив преобразование точного уравнения переноса лучистой энергии, описывающего перенос неполяризованного излучения в поглощающей, рассеивающей и излучающей среде,

Е. С. Кузнецов получил следующие два уравнения переноса для восходящего F_1 и нисходящего F_2 потоков радиации:

$$\frac{1}{\rho}\frac{dF_1}{dz} = 2kB - m_1(k+\sigma\Gamma_1)F_1 + m_2\sigma\Gamma_2 F_2,$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{dF_2}{dz} = -2kB - m_1\sigma\Gamma_1 F_1 + m_2(k+\sigma\Gamma_2)F_2. \qquad (4.69)$$

Здесь

$$m_1 = \frac{\int J_1(z, r')\,d\omega'}{\int J_1(z, r')\cos\vartheta'\,d\omega'}, \qquad (4.70)$$

$$m_2 = \frac{\int J_2(z, r')\,d\omega'}{\int J_2(z, r')\cos\vartheta'\,d\omega'}, \qquad (4.71)$$

$$\Gamma_1 = \frac{\int J_1(z, r')\,\beta_1(r')\,d\omega'}{\int J_1(z, r')\,d\omega'}, \qquad (4.72)$$

$$\Gamma_2 = \frac{\int J_2(z, r')\,\beta_2(r')\,d\omega'}{\int J_2(z, r')\,d\omega'}, \qquad (4.73)$$

$$\beta_1(r') = \frac{1}{4\pi}\int \gamma_{1,2}(z; r', r)\,d\omega, \qquad (4.74)$$

$$\beta_2(r') = \frac{1}{4\pi}\int \gamma_{2,1}(z; r', r)\,d\omega, \qquad (4.75)$$

$$\gamma_{1,2}(z; r', r) = \gamma(z; r', -r), \qquad (4.76)$$

$$\gamma_{2,1}(z; r', r) = \gamma(z; -r', r), \qquad (4.77)$$

$$J_1(z, r) = J(z, r), \qquad (4.78)$$

$$J_2(z, r) = J(z, -r). \qquad (4.79)$$

Заметим, что всем величинам, входящим в формулы (4.69) — (4.79), следует, строго говоря, приписать индекс длины волны, так как уравнения переноса (4.69) справедливы только для монохроматического излучения. Этот индекс опущен для краткости записи, а также потому, что уравнения (4.69) фактически используются для описания переноса немонохроматической радиации путем введения понятия об эффективной длине волны.

Входящие в уравнения переноса коэффициенты поглощения k и рассеяния σ являются, вообще говоря, функциями высоты z. Величины m_1, m_2, Γ_1, Γ_2 также представляют собой функции z. Таким образом, уравнения (4.69) можно рассматривать как обыкновенные дифференциальные уравнения. Очевидно, однако, что это имеет смысл делать, если зависимости m_1, m_2, Γ_1 и Γ_2 от z одинаковы при любых $J_1(z, r)$, и $J_2(z, r)$, т. е. при любых

угловых распределениях интенсивности радиации. Кроме того, важно отметить, что величины Γ_1, Γ_2 могут изменяться в зависимости от вида индикатрисы рассеяния. Это означает, что Γ_1 и Γ_2 должны быть универсальными функциями z вне зависимости от характера углового распределения интенсивности радиации и вида индикатрисы рассеяния.

Итак, проблема использования уравнений (4.69) как обыкновенных дифференциальных сводится к выяснению вопроса о зависимости коэффициентов m_1 и m_2 от характера углового распределения интенсивности радиации, а Γ_1 и Γ_2 не только от этого фактора, но также и от вида индикатрисы рассеяния.

Как показали Р. Л. Каган и М. И. Юдин, коэффициенты m_1 и m_2 являются весьма простыми (и универсальными) функциями оптической толщины атмосферы в случае изотропного рассеяния (сферической индикатрисы рассеяния). Поскольку, однако, рассеяние света в реальной атмосфере всегда анизотропно, важно выяснить, какое это имеет значение для рассматриваемого нами вопроса.

Заметим прежде всего, что весьма полезные выводы можно получить на основе качественного анализа уравнений (4.69). Вводя оптическую толщину $\tau = \int_0^z \sigma\rho\, dz$ и рассматривая случай переноса коротковолновой радиации в непоглощающей атмосфере, будем иметь вместо (4.69)

$$\frac{dF_1}{d\tau} = \frac{dF_2}{d\tau} = -m_1\Gamma_1 F_1 + m_2\Gamma_2 F_2. \tag{4.80}$$

В практике расчетов суммарной радиации при безоблачном небе нередко использовались следующие уравнения переноса, полученные путем нестрогого вывода:

$$\frac{dF_1}{d\tau} = \frac{dF_2}{d\tau} = \varepsilon_1 \sec\vartheta_\odot (F_2 - F_1), \tag{4.81}$$

где ε_1 — доля света, рассеянного назад.

С помощью (4.80) нетрудно убедиться в том, что последние уравнения ошибочны.

Действительно, в случае расчета суммарной радиации восходящую радиацию можно считать в первом приближении изотропной (если исключить такие особые ситуации, когда имеет место зеркальное отражение). Это означает, что $m_1 \simeq 2$. Угловое распределение нисходящей радиации имеет очень резкий максимум при $\vartheta = \vartheta_\odot$ и, следовательно, $m_2 \simeq \sec\vartheta_\odot$. Что касается величин Γ_1 и Γ_2, то, как нетрудно понять [см. формулы (4.72) и (4.73)], они характеризуют долю радиации, рассеянной

назад. Если принять $\Gamma_1=\Gamma_2=\varepsilon$, то уравнение (4.80) применительно к случаю расчета суммарной радиации примет вид

$$\frac{dF_1}{d\tau}=\frac{dF_2}{d\tau}=\varepsilon_1 \sec\vartheta_\odot F_2-2\varepsilon_1 F_1. \tag{4.82}$$

Эти уравнения не совпадают с (4.81). Как показал автор, аналогичные выводы получаются и при анализе некоторых других вариантов приближенных уравнений, полученных путем нестрогого рассмотрения. Далее будет показано, как уравнение типа (4.82) может быть уточнено на основе количественного рассмотрения.

Обратимся теперь к количественному анализу изменчивости коэффициентов m_1, m_2, Γ_1, Γ_2 применительно к задаче о переносе коротковолновой (рассеянной, суммарной) радиации в атмосфере.

К сожалению, в настоящее время отсутствуют данные об угловом распределении интенсивности коротковолновой радиации на различных высотах. Поэтому мы имеем возможность воспользоваться лишь данными измерений вблизи земной поверхности. При фиксированном z величины m_1, m_2, Γ_1, Γ_2 должны быть постоянными в случае использования (4.69) как обыкновенных дифференциальных уравнений. Изменчивость указанных величин будет характеризовать степень допустимости приближенной трактовки уравнений переноса (4.69).

Начнем рассмотрение с анализа изменчивости коэффициентов m_1 и m_2. Заметим прежде всего, что, как это следует из формул (4.70) и (4.71), коэффициенты m_1 и m_2 представляют собой некоторые средние секансы зенитных расстояний, определяющие направление «центра тяжести» излучения.

Автором и И. Л. Сендерихиной были рассчитаны коэффициенты m_1 и m_2 для суммарной радиации (т. е. для того случая, когда F_1 и F_2 — восходящий и нисходящий потоки суммарной радиации), а также коэффициент m_2 для рассеянной радиации, который в дальнейшем будем обозначать через m_D.

Если сначала вычислить m_D, то m_2 может быть затем легко найдено по следующей очевидной формуле, вытекающей из (4.71):

$$m_2=\frac{S'\sec\vartheta_\odot+Dm_D}{S'+D}, \tag{4.83}$$

где S' и D — соответственно потоки прямой солнечной и рассеянной радиации на горизонтальную поверхность.

Приведем сначала результаты, относящиеся к случаю безоблачного неба. В этом случае коэффициент m_1 подвержен значительной изменчивости. Однако установлено, что в первом приближении m_1 является линейной функцией $\sec\vartheta_\odot$

$$m_1=a\sec\vartheta_\odot+b. \tag{4.84}$$

По данным автора и И. Л. Сендерихиной, $a=0{,}21$, $b=1{,}73$, а средняя погрешность расчета по (4.84) составляет около 3%.

Наличие зависимости m_1 от $\sec\vartheta_\odot$ отражает влияние неизотропности отражения радиации, возрастающей с увеличением зенитного расстояния солнца (при малых $\vartheta_\odot$ коэффициент m_1 приближается к «изотропному» значению, равному двум). Существенно, однако, что $b \gg a$, т. е. упомянутое выше приближение $m_1 \simeq 2$ предпочтительнее приближения $m_1 \simeq \sec\vartheta_\odot$.

Естественно, что еще более существенно должна быть выражена зависимость m_D от $\vartheta_\odot$. Наблюдения подтверждают этот вывод. В данном случае имеем

$$m_D = a' \sec\vartheta_\odot + b'. \tag{4.85}$$

По данным наблюдений, $a'=0{,}54$, $b'=1{,}09$. Средняя погрешность опять составляет около 3%. Как видно, $b'<b$, что отражает бóльшую анизотропность рассеянной радиации по сравнению с отраженной.

Еще более неизотропна суммарная радиация при безоблачном небе. В этом случае коэффициент m_2 можно считать практически равным $\sec\vartheta_\odot$

$$m_2 = \sec\vartheta_\odot. \tag{4.86}$$

Среднее отклонение m_2 от $\sec\vartheta_\odot$ составляет около 4%. Очевидно, что такой результат является следствием малости рассеянной радиации безоблачного неба по сравнению с прямой солнечной радиацией. Лишь при больших зенитных расстояниях солнца m_2 может заметно отличаться от $\sec\vartheta_\odot$.

Совсем иные результаты получаются при вычислении m_1, m_D и m_2 для условий сплошной облачности. В этом случае m_1 мало отличается от двух, так как отраженная радиация практически изотропна. Однако m_D по-прежнему подвержено большой изменчивости. Пределы изменения m_D составляют 1,47—2,12. При этом зависимость между m_D и $\vartheta_\odot$ отсутствует. В данном случае при мало изменяющейся высоте солнца коэффициент m_D испытывает существенные изменения, обусловленные особенностями облачного покрова.

Обратимся далее к рассмотрению результатов вычисления Γ_1 и Γ_2 (все эти результаты относятся к условиям безоблачного неба). Как уже отмечалось, для расчета величин Γ_1 и Γ_2 необходимо иметь данные не только по угловому распределению рассеянной и отраженной радиации, но также и по индикатрисе рассеяния. Что касается средней для атмосферы индикатрисы рассеяния, то она может быть приближенно определена по данным измерений интенсивности рассеянной радиации на альмукантарате солнца. Таким образом, зная угловое распределение интенсивности рассеянной радиации, можно найти индикатрису

рассеяния. Такой путь определения индикатрисы и был применен.

Результаты расчетов показывают, что величины Γ_1 и Γ_2 (особенно последняя) изменяются в зависимости от характера индикатрисы рассеяния весьма заметно. Значительной является и зависимость Γ_1 и Γ_2 от зенитного расстояния солнца при неизменной индикатрисе рассеяния. Пределы изменений для Γ_1 и Γ_2 составляют соответственно 0,25—0,34 и 0,05—0,39. Коэффициенты Γ_1 и Γ_2 возрастают с увеличением зенитного расстояния солнца. Только при очень больших зенитных расстояниях Γ_1 и Γ_2 близки по величине. Во всех остальных случаях доля радиации, рассеянной назад, существенно различна для восходящего и нисходящего потоков радиации. Полученные выше результаты показывают, что даже в приближении изотропного рассеяния, когда $\Gamma_1=\Gamma_2={}^1/_2$, имеет место значительная изменчивость коэффициентов m_1, m_2 под влиянием изменения углового распределения интенсивности коротковолновой радиации. Однако эту изменчивость можно учесть, подставляя в уравнение переноса величины m_1, m_D, m_2 в форме (4.84), (4.85), (4.86). Если же учесть неизотропность рассеяния, всегда существующую в реальной атмосфере, положение сильно осложнится: изменчивость Γ_1 и Γ_2 не коррелирует с $\vartheta_\odot$ и является весьма значительной. Последнее не позволяет ввести осредненные величины Γ_1 и Γ_2, так как существенные колебания единичных значений относительно средних, несомненно, приведут к большим ошибкам в случае приближенной трактовки уравнений (4.69).

Для того чтобы оценить, насколько велики могут быть такие ошибки, были вычислены изменения потока суммарной радиации на уровне земной поверхности, обусловленные изменчивостью коэффициентов m_1, m_2, Γ_1, Γ_2. Средние ($\delta\overline{F_2(0)}$) и максимальные ($\delta_{max}F_2(0)$) относительные (%) отклонения потоков суммарной радиации от средней величины, обусловленные изменчивостью коэффициентов m_1, m_2, Γ_1, Γ_2, при различных значениях альбедо подстилающей поверхности A приведены в табл. 31.

Таблица 31

$\vartheta^\circ_\odot$	$\delta\overline{F_2(0)}$		$\delta_{max}F_2(0)$	
	$A=0{,}0$	$A=0{,}4$	$A=0{,}0$	$A=0{,}4$
25	24	26	40	40
50	45	44	71	73

Эта таблица показывает, что ошибки расчета суммарной радиации во много раз превосходят погрешности измерений.

Таким образом, приближенная трактовка уравнений переноса лучистой энергии (4.69) как обыкновенных дифференциальных может приводить к большим ошибкам полученных таким путем результатов. Это означает, что на основе упомянутой приближенной трактовки не может быть развит достаточно надежный метод количественных расчетов потоков коротковолновой радиации в атмосфере. Приближенные уравнения рассмотренного типа могут годиться только для грубых оценок. В дальнейшем будут рассмотрены некоторые примеры применения уравнений такого типа.

§ 7. Рассеяние радиации и структура атмосферных аэрозолей

Рассмотренные выше результаты показывают, что закономерности рассеяния радиации существенно зависят от микроструктуры рассеивающей среды. Это позволяет поставить и решить обратную задачу определения микрофизических характеристик того или иного аэрозоля (тумана, облака, пылевого аэрозоля) по наблюдениям особенностей рассеяния радиации данным аэрозолем. Эффективные методы решения этой задачи были найдены в работах ряда советских исследователей (К. С. Шифрин, Е. М. Фейгельсон, А. Е. Микиров, Г. Д. Петров и др.).

Представим угловое распределение интенсивности радиации $J_\lambda(\varphi)$, рассеянной полидисперсным аэрозолем, характеризуемым кривой распределения частиц по размерам $f(a)$, следующей формулой, аналогичной (4.49):

$$J_\lambda(\varphi) = \pi J_{0,\lambda} \int_0^\infty F(\varphi, a) f(a) a^2 da. \tag{4.87}$$

Здесь $J_{0,\lambda}$ — интенсивность падающей радиации; $F(\varphi, a)$ — оптический поперечник рассеивающих частиц.

Рассчитав заранее $F(\varphi, a)$ в зависимости от длины волны для фиксированного угла рассеяния φ и измерив распределение энергии в спектре рассеянной радиации для того же угла φ, можно найти вслед за тем $f(a)$ путем обращения интеграла в (4.87). Однако в общем виде эта задача является весьма сложной. Как показал К. С. Шифрин, решение задачи существенно упрощается, если исследовать рассеяние под малыми углами ($\varphi \leqslant 3 \div 5°$) достаточно крупными частицами ($\rho \gg 1$). В этом случае

$$F(\varphi, \rho) = \frac{1}{\pi\varphi^2} I_1^2(\rho\varphi).$$

Таким образом, вместо (4.87) получаем

$$J_\lambda(\varphi) = \frac{J_{0,\lambda}}{\varphi^2} \int_0^\infty I_1^2(\rho\varphi) f(a) a^2 da; \tag{4.88}$$

здесь $I_1(\rho\varphi)$ — функция Бесселя 1-го порядка.

Последнюю формулу целесообразно преобразовать следующим образом:

$$\psi(\varphi) = \frac{d}{d\varphi}\left\{\pi \frac{J_\lambda}{J_{0,\lambda}} \varphi^3 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^3\right\} =$$

$$= \pi \int_0^\infty \frac{d}{d\varphi}\left[\varphi I_1^2(\rho\varphi)\right] \rho \{ f(\rho)\rho \} d\rho.$$

Рассматривая интеграл справа как обобщенную Фурье трансформацию для функции $f(\rho)\rho$, можно путем обращения этого интеграла получить такой результат:

$$f(\rho) = -\frac{2}{\rho} \int_0^\infty F(\rho\varphi)\psi(\varphi) d\varphi. \qquad (4.89)$$

Здесь $F(x) = xI_1(x)\ Y_1(x)$, где $Y_1(x)$ — функция Бесселя 2-го рода.

Формула (4.89) решает поставленную задачу. Следует только напомнить, что эта формула получена без учета влияния многократно рассеянного света. Это налагает на нее определенные ограничения в отношении допустимой оптической плотности исследуемого аэрозоля.

Практическое использование формулы (4.89) можно осуществить двояким образом: либо путем непосредственного применения (4.89) для вычисления $f(\rho)\rho$ [при фиксированной длине волны λ это эквивалентно $f(a)a$] по измеренному угловому распределению интенсивности рассеянного света, либо посредством задания определенного вида $f(a)$ и последующего определения параметров функции распределения. Последний способ является значительно более простым, так как сводит решение задачи к определению нескольких параметров функции распределения вместо отыскания множества значений $f(a)$.

Известно, например, что распределение капель по размерам в облаках вполне удовлетворительно описывается следующей эмпирической формулой:

$$f(a) = Aa^\mu e^{-ca}, \qquad (4.90)$$

где A, μ, c — параметры.

Имея в виду (4.90), получим вместо (4.88)

$$J_\lambda(\varphi) = \frac{J_{0,\lambda} A}{\varphi^2} \int_0^\infty a^{\mu+2} e^{-ca} I_1^2(\rho\varphi) da.$$

Здесь $A\int_0^\infty a^\mu e^{-ca} da = N$ (N — общее число капель в единице

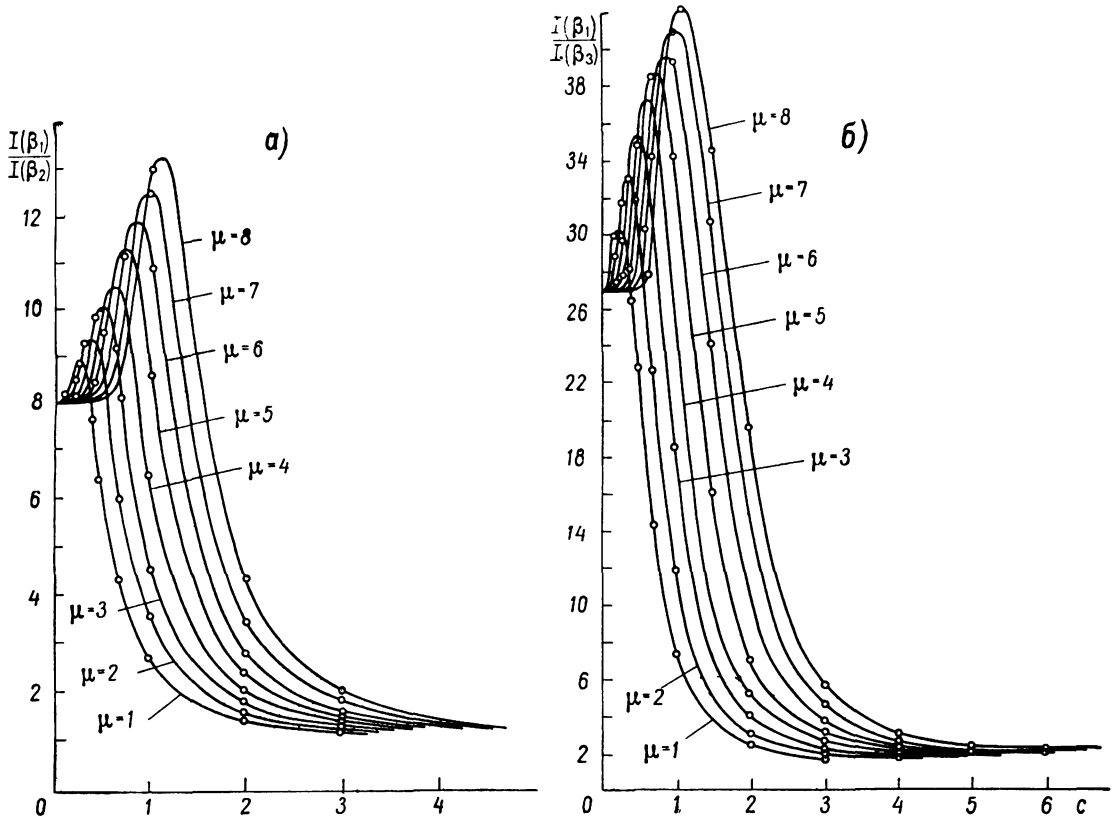


Рис. 50. Определение микроструктуры аэрозолей оптическим методом.

объема) и поэтому $A = \frac{Nc^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)}$. Таким образом, будем иметь

$$J_\lambda(\varphi) = J_{0,\lambda} \frac{Nc^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} J_\mu(\varphi c),$$

где $J_\mu(\varphi c) = \int_0^\infty e^{-ca} I_1^2\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\varphi\right) a^{\mu+2}\, da$. Вводя новую переменную $z = \frac{2\pi\varphi}{\lambda} a$, получим далее

$$J_\mu(\varphi c) = \left(\frac{\lambda}{2\pi\varphi}\right)^{\mu+1} \int_0^\infty e^{-c^* z} I_1^2(z) z^{\mu^*}\, da = \varphi_{\mu^*}(c^*) \left(\frac{\lambda}{2\pi\varphi}\right)^{\mu+1},$$

где $c^* = \frac{\lambda}{2\pi\varphi} c$; $\mu^* = \mu + 2$. Вычисление интеграла приводит к такому результату:

$$\varphi_{\mu^*=1} = \frac{1}{2\pi(1-\tau^2)^{1/2}} \left\{(2-\tau^2) E(\tau) - 2(1-\tau^2) K(\tau)\right\}.$$

Здесь $E(\tau)$ и $K(\tau)$ — полные эллиптические интегралы.

Последующие значения $\varphi_{\mu^*}(c^*)$ могут быть найдены по такому реккурентному соотношению:

$$\varphi_i(\tau) = -\frac{d\varphi_{i-1}(\tau)}{d\tau}.$$

Используя написанные выше соотношения, А. Е. Микиров рассчитал значения $J_\lambda(\varphi)$ для трех значений угла рассеяния при величинах параметра μ от 1 до 8 и c от 1 до 20 (расчеты относятся к видимой области спектра). После этого были построены два семейства кривых $\frac{J(\varphi_1)}{J(\varphi_2)}$ и $\frac{J(\varphi_1)}{J(\varphi_3)}$ для различных μ и c (рис. 50). Измеряя указанные отношения интенсивностей рассеянной радиации, можно с помощью графиков рис. 50 найти значения μ и c, а следовательно, и функцию распределения капель по размерам.

К. С. Шифрин и В. И. Голиков показали, однако, что метод определения функции распределения капель по размерам, основанный на измерениях интенсивности рассеянного света при двух фиксированных углах, может иногда приводить к большим ошибкам. Значительно более надежные результаты получаются при использовании данных измерений индикатрисы рассеяния при малых углах рассеяния и непосредственном применении формулы (4.89). В этом случае точность определения спектра аэрозоля по методу измерения рассеяния под малыми углами составляет около 20—30%.

Е. М. Фейгельсон разработала метод определения микроструктуры аэрозолей с учетом влияния многократного рассеяния. Такое более строгое рассмотрение задачи приводит, однако, к слишком сложным и громоздким результатам.

Глава V

ПРЯМАЯ СОЛНЕЧНАЯ РАДИАЦИЯ

§ 1. Распределение энергии в спектре Солнца на уровне земной поверхности

1. Общая характеристика. Если не считать выполненных за последние годы немногочисленных ракетных исследований, все измерения распределения энергии в спектре солнечной радиации были произведены на уровне земной поверхности. Поэтому следует начать изучение спектрального состава солнечной радиации с рассмотрения результатов измерений у земной поверхности.

Как было установлено выше, ослабление солнечной радиации в атмосфере является существенно избирательным. Отсюда следует, очевидно, что спектральный состав солнечной радиации будет различным в зависимости от состояния прозрачности атмосферы и при различных зенитных расстояниях Солнца (т. е. разных массах атмосферы). Изменение спектрального состава солнечной радиации при прохождении через атмосферу обусловлено в основном тремя факторами: 1) аэрозольным рассеянием на крупных частицах (пыль, капли воды и др.), 2) молекулярным рассеянием, наиболее интенсивным в коротких длинах волн, 3) избирательным поглощением водяным паром в близкой инфракрасной области спектра. В ультрафиолетовой области солнечного спектра решающее значение в изменении спектрального состава солнечной радиации принадлежит озону.

Отмеченные особенности в изменении спектрального состава солнечной радиации наглядно иллюстрируются рис. 51 и 52, построенными по данным наблюдений Смитсонианского института. По оси абсцисс на этих рисунках отложена длина волны, выраженная в онгстремах; по оси ординат — величины моно-

хроматических потоков солнечной радиации в некоторых условных единицах.

Кривые рис. 51 и 52 получены по данным спектроболометрических измерений. Такого рода измерения распределения энергии

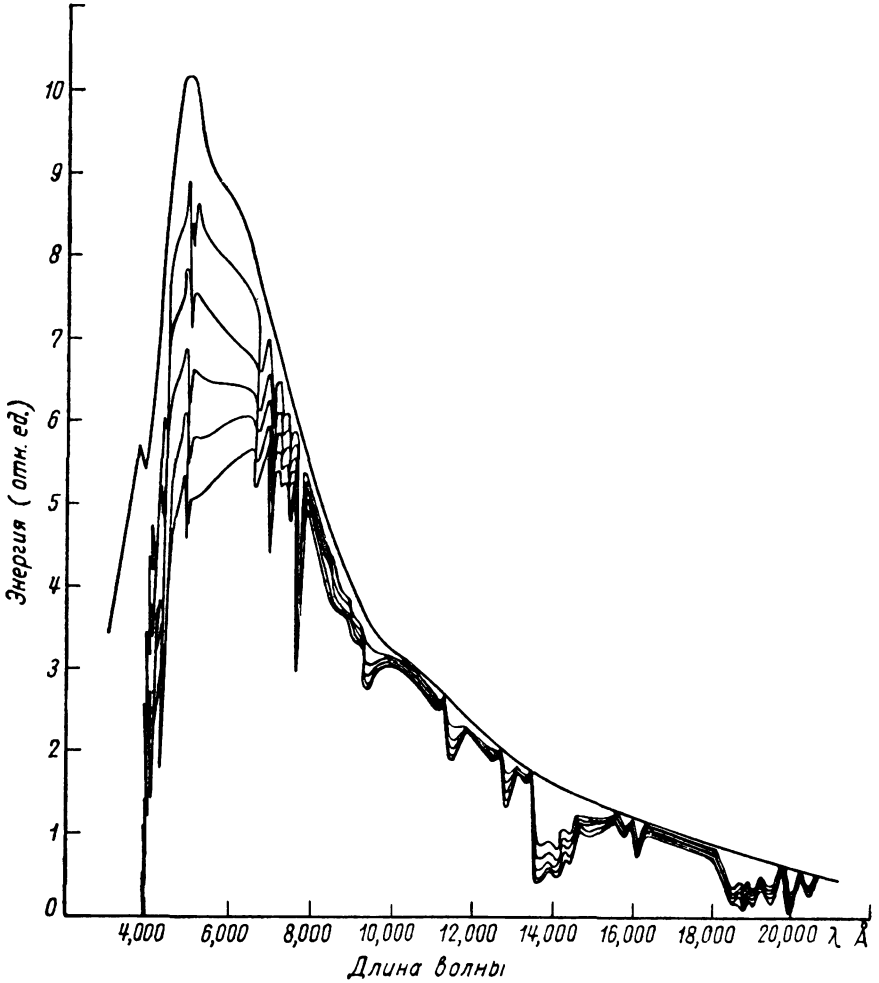


Рис. 51. Распределение энергии в спектре Солнца в ясный день при различных атмосферных массах; $w_\infty = 0{,}05$ *г/см²*.

в спектре солнечной радиации являются наиболее распространенными. Отметим, что за последние годы для исследований спектра солнца все шире внедряется метод электроспектрофотометрии солнца. В § 6 главы II была описана аппаратура такого типа.

На рис. 53 изображена схема спектроболометра. Солнечный

луч, отражаясь от зеркал A и B, проходит через щель спектрометра C и затем, отразившись от коллиматорного зеркала $Д$, попадает в призму спектрометра E. Преломленный монохроматический луч посредством отражения от зеркал F и G направляется в болометр H, расположенный в фокусе сферического

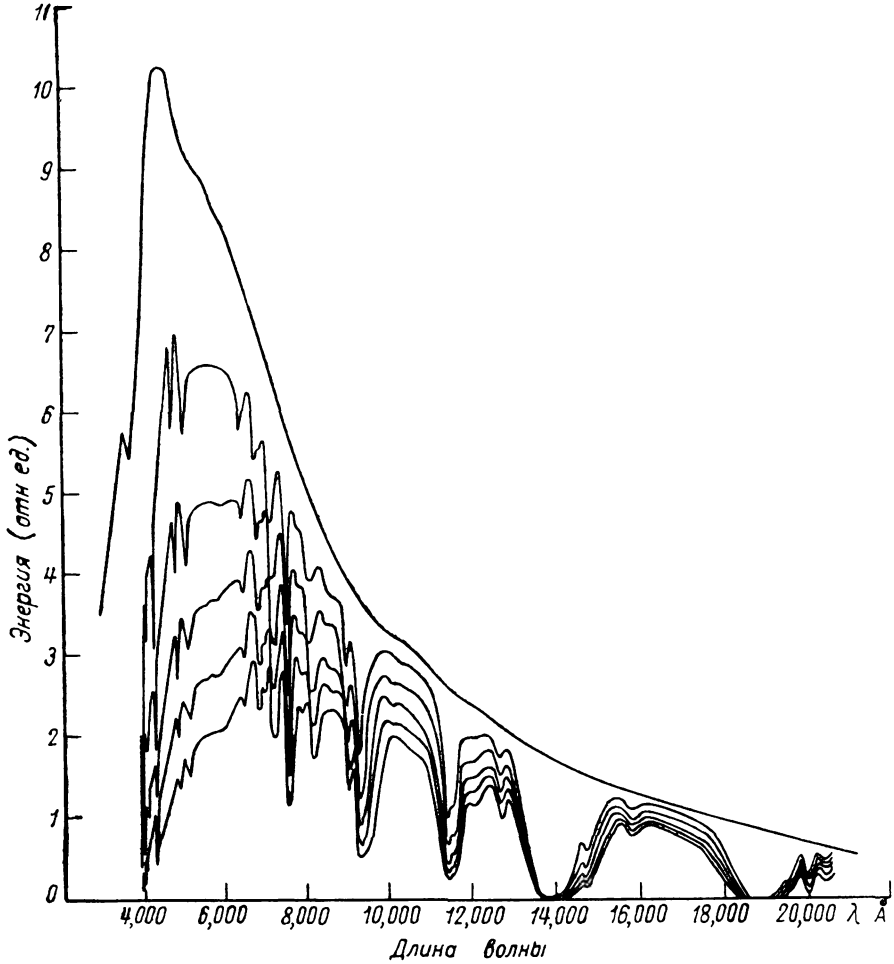


Рис. 52. Распределение энергии в спектре Солнца в условиях замутненной атмосферы; $w_{\infty} = 1{,}37$ $г/см^2$.

вогнутого зеркала G. Болометр (в основной его части) представляет собой две зачерненные металлические пластинки, из которых одна служит приемником радиации, а другая защищена от воздействия радиации. Обе эти пластинки являются составными частями мостика Уитстона. При нагревании облучаемой

солнечной радиацией пластинки сопротивление последней изменяется, и поэтому электрическое равновесие в мостике нарушается. Показания гальванометра, измеряющего появляющийся при этом ток, служат мерой величины измеряемого потока радиации. С помощью часового механизма спектр, полученный после прохождения радиации через призму E, постепенно перемещается через приемную пластинку болометра. Поставив галь-

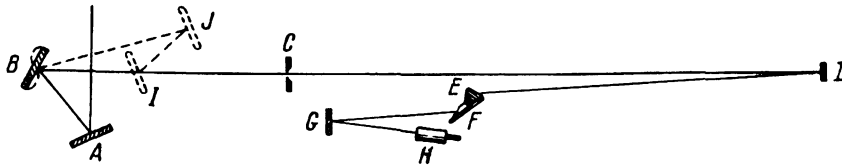


Рис. 53. Схема спектроболометра.

ванометр на фотозапись, можно поэтому непосредственно получать кривую распределения энергии в спектре солнечной радиации в относительных единицах.

Обратимся теперь к рассмотрению распределения энергии в спектре солнечной радиации по данным рис. 51 и 52.

На рис. 51 представлено распределение энергии в спектре солнечной радиации по данным спектроболометрических измерений в высокогорных условиях. Высокой прозрачности атмосферы сопутствовало в этом случае весьма низкое содержание водяного пара в толще атмосферы, составлявшее $w_\infty = 0{,}05$ *г/см*^{2}. Пять нижних кривых на рассматриваемом рисунке получены по данным измерений при атмосферных массах m, равных 1, 2, 3, 4, 5 (случай $m=5$ соответствует самой нижней кривой). Верхняя кривая найдена в результате экстраполяции измеренных значений монохроматических потоков солнечной радиации за пределы атмосферы. Поэтому эта кривая приближенно характеризует распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы.

Результаты аналогичных измерений спектрального состава солнечной радиации на уровне моря изображены на рис. 52. В этом случае атмосфера была значительно более замутненной, причем общее содержание водяного пара в атмосфере составляло $w_\infty = 1{,}37$ *г/см*^{2}.

Сравнение рис. 51 и 52 показывает, насколько существенно сказываются изменения прозрачности атмосферы на распределении энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности. В особенности наглядно такое сравнение обнаруживает значительное углубление полос поглощения водяного пара в инфракрасной области спектра при возрастании общего содержания водяного пара в атмосфере.

Оба рассматриваемых рисунка свидетельствуют также о значительном изменении спектрального состава солнечной радиации в зависимости от высоты солнца (т. е. при разных атмосферных массах m).

Отличительной особенностью кривых спектрального распределения энергии, изображенных на рис. 51 и 52, является их очень резкий спад в области коротких длин волн. Как уже отмечалось в главе III, этот резкий спад обусловлен поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации озоном.

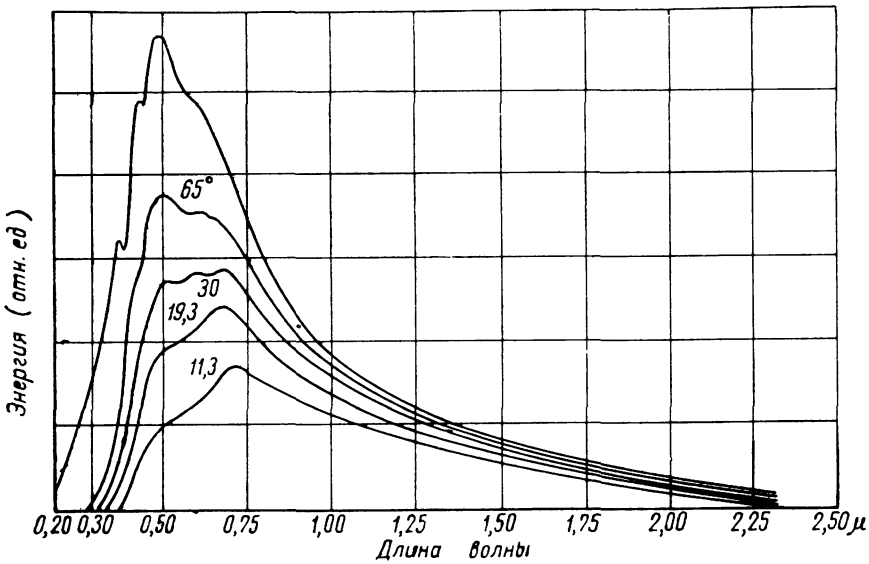


Рис. 54. Распределение энергии в спектре Солнца в условиях идеальной (сухой и чистой) атмосферы.

Представляет интерес сопоставление приведенных здесь кривых распределения энергии в спектре солнечной радиации, полученных по данным измерений, с аналогичными кривыми для идеальной (сухой и чистой) атмосферы, найденными путем вычислений на основе теории молекулярного рассеяния.

На рис. 54 изображены кривые распределения энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности в условиях идеальной атмосферы при атмосферных массах, равных 1,1 ($h_\odot = 65°$), 2 ($h_\odot = 30°$), 3 ($h_\odot = 19{,}3°$) и 4 ($h_\odot = 11{,}3°$). Верхняя кривая на этом рисунке характеризует спектральное распределение солнечной радиации за пределами атмосферы. В табл. 32 приведены численные результаты несколько более точных расчетов распределения энергии в спектре солнечной радиации в ус-

ловиях идеальной атмосферы, выполненных для m, изменяющихся от 0 до 10.

Таблица 32

Распределение энергии в спектре солнечной радиации (*мкал/см² · мин*) при различных массах для сухой и чистой атмосферы (молекулярное рассеяние)

$\Delta\lambda \cdot 10^2\mu$	S_0	$S_{1/2}$	S_1	S_2	S_3	S_4	S_6	S_8	S_{10}
28—30	2,6	1,3	0,7	0,2	—	—	—	—	—
30—32	11,5	7,0	4,2	1,6	0,6	0,2	—	—	—
32—34	22,8	15,5	10,6	4,9	2,3	1,1	0,2	—	—
34—36	23,7	17,6	13,1	7,2	4,0	2,2	0,7	0,2	0,0
36—38	30,5	24,0	19,0	11,8	7,4	4,6	1,8	0,7	0,3
38—40	40,0	33,2	27,4	18,8	12,9	8,8	4,2	2,0	0,9
40—42	55,0	47,2	40,4	29,7	21,7	16,0	8,7	4,7	2,6
42—44	57,0	50,2	44,3	34,4	26,8	20,8	12,5	7,6	4,7
44—46	61,0	54,9	49,5	40,2	32,6	26,6	17,6	11,6	7,6
46—48	**62,9**	57,7	52,8	44,3	37,1	31,2	22,0	15,5	10,9
48—50	62,5	**58,0**	**53,8**	**46,6**	40,3	35,4	26,0	20,1	14,2
50—52	59,7	56,0	52,7	46,5	41,1	36,2	28,2	22,0	17,1
52—54	57,3	54,4	51,5	46,2	41,5	37,3	30,0	24,3	19,7
54—56	55,5	53,0	50,7	46,2	42,2	38,6	32,2	26,8	22,4
56—58	54,6	52,6	50,4	46,6	43,1	39,9	34,0	29,1	24,8
58—60	54,3	52,5	50,7	**47,3**	44,2	41,4	36,3	31,6	27,4
60—62	52,8	51,2	49,7	46,8	44,0	**41,5**	36,6	32,6	28,8
62—64	50,3	49,0	47,7	45,2	42,8	40,7	**36,6**	32,9	29,5
64—66	48,4	47,2	46,1	44,1	42,0	40,1	36,6	**33,3**	30,5
66—70	92,3	90,7	88,8	85,4	82,2	79,0	73,1	67,2	**62,6**
70—74	83,1	81,8	80,6	78,1	75,7	73,4	69,0	65,0	61,4
74—80	106,4	105,0	103,8	101,5	99,1	97,1	92,6	88,7	84,0
80—90	143,4	142,4	141,0	138,8	136,5	134,3	130,4	126,1	122,5
90—100	113,4	112,8	112,2	111,1	110,0	108,8	106,5	105,9	102,5
100—200	426,0	425,2	424,6	423,0	421,6	419,7	417,1	413,9	411,0
>200	113,0	113,0	113,0	113,0	113,0	112,8	112,7	112,7	112,6
Интегральная радиация	1940,0	1853,4	1779,3	1659,5	1564,7	1487,7	1365,6	1274,5	1198,0
Доля (%) ультрафиолетовой ($\lambda < 0{,}40\,\mu$) и инфракрасной ($\lambda > 0{,}74\,\mu$) радиации в этом спектре									
$\lambda < 0{,}40\ \mu$	6,7	5,3	4,2	2,7	1,8	1,1	0,5	0,2	0,1
$\lambda > 0{,}74\ \mu$	46,5	48,4	50,0	53,5	56,2	58,1	63,0	66,6	69,6

Внеатмосферное распределение энергии в спектре солнечной радиации соответствует здесь значению солнечной постоянной, равной 1,94 *кал/см² · мин*.

В табл. 32 охарактеризовано также изменение доли ультрафиолетовой ($\lambda<0{,}40$ μ) и инфракрасной ($\lambda>0{,}74$ μ) радиации при изменении массы атмосферы. Последние цифры наглядно показывают возрастание доли инфракрасной радиации при увеличении массы атмосферы (т. е. при уменьшении высоты солнца), обусловленное влиянием молекулярного рассеяния.

Таблица 32 позволяет детально проследить изменение спектрального состава солнечной радиации в условиях идеальной атмосферы в зависимости от высоты солнца. Цифры, стоящие в горизонтальных строках таблицы, характеризуют изменение монохроматических потоков радиации в том или ином участке спектра в зависимости от высоты солнца. Совокупность значений потоков радиации, составляющих графу, определяет спек-

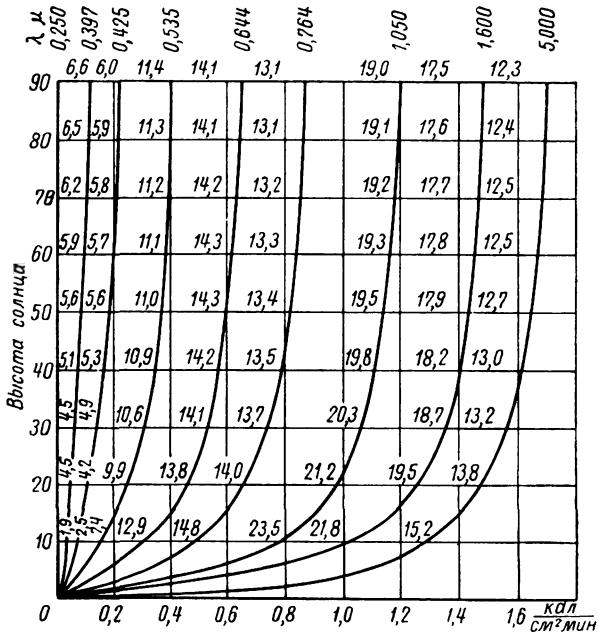


Рис. 55. Распределение энергии в спектре Солнца в зависимости от высоты солнца.

тральный состав солнечной радиации при той или иной величине массы атмосферы (высоте солнца).

Воспользовавшись данными расчетов В. А. Березкина, подобными приведенным в табл. 32, Н. Н. Калитин построил график, позволяющий проследить изменение абсолютного и относительного распределения энергии в спектре солнечной радиации в зависимости от высоты солнца (рис. 55). По оси абсцисс отложены величины потоков солнечной радиации в *кал/см² · мин*; по оси ординат — высота солнца. Кривые на рассматриваемом рисунке определяют изменение монохроматических потоков радиации определенных длин волн (значения которых указаны на верхней шкале) в зависимости от высоты

солнца. Цифры, стоящие в промежутках между этими кривыми, характеризуют выраженную в процентах долю общего потока радиации, приходящуюся на тот или иной участок спектра при данной высоте солнца. Абсолютные значения потоков солнечной радиации для того или иного участка спектра могут быть определены по разности абсцисс, соответствующих концам рассматриваемого участка спектра.

Пользуясь рис. 55, находим, например, что при $h_\odot = 90°$ на долю инфракрасной радиации приходится 49,1% общего потока солнечной радиации. При высоте солнца $h_\odot = 10°$ доля инфракрасной радиации возрастает до 60,5%. Примерно такие же результаты получаются и на основании использования табл. 32.

Л. А. Бирюкова выполнила теоретические расчеты распределения энергии в спектре Солнца на различных высотах и при разных атмосферных массах для условий чистой и сухой атмосферы, учтя ослабление солнечной радиации вследствие молекулярного рассеяния и поглощения озоном. В основу этих расчетов было положено внеатмосферное спектральное распределение солнечной радиации по данным Ф. Джонсона (см. § 3).

Как показывает сопоставление кривых, приведенных на рис. 52, 53 и 54, распределение энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности, рассчитанное для условий идеальной атмосферы, весьма существенно отличается от соответствующих распределений энергии, полученных по данным наблюдений. Особенно значительным такое различие становится при наличии в атмосфере достаточно большого количества водяного пара и аэрозолей. Это свидетельствует о необходимости тщательно проанализировать имеющиеся данные измерений распределения энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности. Выше были рассмотрены найденные из наблюдений кривые спектрального распределения солнечной радиации, позволяющие получить достаточно надежную общую характеристику спектрального состава солнечной радиации. Перейдем теперь к более детальному рассмотрению распределения энергии в различных областях спектра солнечной радиации: ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной.

2. Ультрафиолетовая область спектра. Количество лучистой энергии Солнца, приходящееся на ультрафиолетовую область спектра, очень невелико. На рис. 56 изображена, например, зависимость потока ультрафиолетовой солнечной радиации в области длин волн $\lambda \leqslant 3132$ Å от величины полного потока прямой солнечной радиации. Как показывает этот рисунок, ультрафиолетовая солнечная радиация в рассматриваемой области спектра изменяется от 0,01% полного потока радиации S при $S = 1$ *кал/см²·мин* до 0,08% при $S = 1{,}35$ *кал/см²·мин*. Так как малые значения S соответствуют малым высотам солнца, то из рассмотрения рис. 56 вытекает также, что с увеличением высоты

солнца доля ультрафиолетовой радиации значительно возрастает.

Хотя доля ультрафиолетовой радиации в общем потоке лучистой энергии Солнца невелика, тем не менее исследование ультрафиолетовой радиации представляет значительный интерес. Известно, например, что ультрафиолетовая солнечная радиация оказывает очень существенное влияние на высокие слои атмосферы. В частности, поглощение ультрафиолетовой солнечной

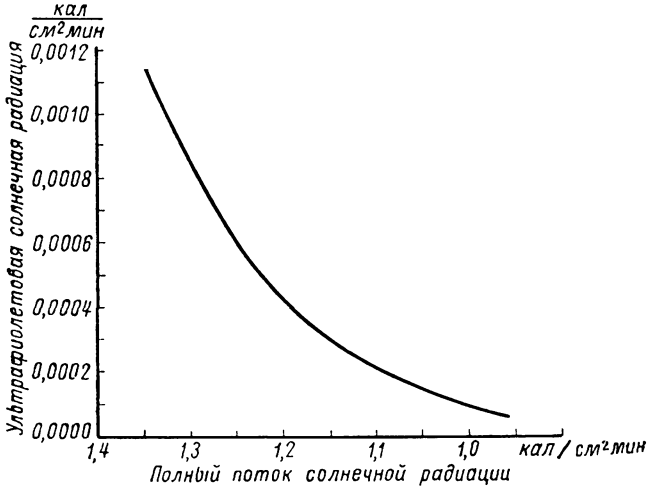


Рис. 56. Соотношение между ультрафиолетовым и полным потоками солнечной радиации.

радиации является одной из главных причин высоких температур воздуха в верхних слоях атмосферы.

Как установлено, ультрафиолетовая радиация хромосферных вспышек обусловливает ионосферные возмущения. Известно также, что результатом диссоциации молекул кислорода под воздействием ультрафиолетовой радиации с длинами волн $\lambda < 2420$ Å является образование в стратосфере слоя озона. Та же ультрафиолетовая радиация, но только более длинных волн вызывает диссоциацию озона и, следовательно, способствует разрушению слоя озона.

Чрезвычайно важное значение имеют многообразные биологические воздействия ультрафиолетовой радиации. Установлено, например, что лучи коротких длин волн обладают сильным бактерицидным действием, вызывают гемолиз и эритему, способствуют свертыванию белка и производят целый ряд других воздействий на живые организмы. В табл. 33 дана сводная характеристика интенсивности различных биологических воздействий

ультрафиолетовой радиации в зависимости от длины волны последней. Максимальный эффект принят за 100 единиц.

Таблица 33

Биологические воздействия ультрафиолетовой радиации

	Длина волны, *mμ*																	
	320	315	310	305	300	295	290	285	280	275	270	265	260	255	250	245	240	235
Эритема . .	0	1	11	33	83	98	31	9	6	7	14	25	42	54	56	57	56	—
Гемолиз . .	0	—	4	—	6	—	7	—	8	—	10	—	12	—	15	—	25	—
Бактерицидное действие . .	—	—	—	0	3	7	20	28	43	53	65	80	92	100	96	82	65	—
Свертывание белка	2	—	10	—	23	—	40	—	60	—	80	—	100	—	90	—	60	

Большое влияние ультрафиолетовой радиации на жизнедеятельность различных организмов является одной из причин того, что исследования ультрафиолетовой радиации производились и производятся преимущественно биофизиками и биоклиматологами.

Указав на значение исследований ультрафиолетовой радиации, перейдем теперь к изучению распределения энергии в ультрафиолетовой области спектра солнечной радиации на уровне земной поверхности. В связи с этим необходимо отметить, однако, что до настоящего времени распределение энергии в ультрафиолетовой области спектра изучено крайне недостаточно. Лишь за последние годы появились работы, в которых были предприняты попытки провести подобного рода исследования с помощью современной спектроскопической аппаратуры, поднимаемой на ракетах.

Распределение энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца в области 2850—3300 Å было впервые измерено в абсолютных единицах С. Ф. Родионовым, Е. Н. Павловой и Н. Н. Ступниковым. Эти измерения были выполнены на Эльбрусе на высоте 2000 *м* над ур. м. Результаты измерений, полученные указанными авторами 5 августа 1935 г., приведены ниже:

λ Å	2850	2900	3100	3200	3300
Ультрафиолетовая радиация, *эрг/см²·сек·*Å . . .	$2{,}1\cdot10^{-6}$	$7{,}1\cdot10^{-4}$	$2{,}5\cdot10^{-1}$	$5{,}6\cdot10^{-1}$	$7{,}1\cdot10^{-1}$

На рис. 57 изображены полученные Р. Стейром распределения энергии в ультрафиолетовой области спектра при $m = 1{,}39$

и $m=1{,}43$. Величины спектральных потоков радиации, отложенные по оси ординат, выражены в относительных единицах. Как показывает рис. 57, распределение энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца весьма сложно. Большое число «провалов» кривой распределения обусловлено влиянием различных фраунгоферовых линий. Особенно сильный спад кривой наблюдается

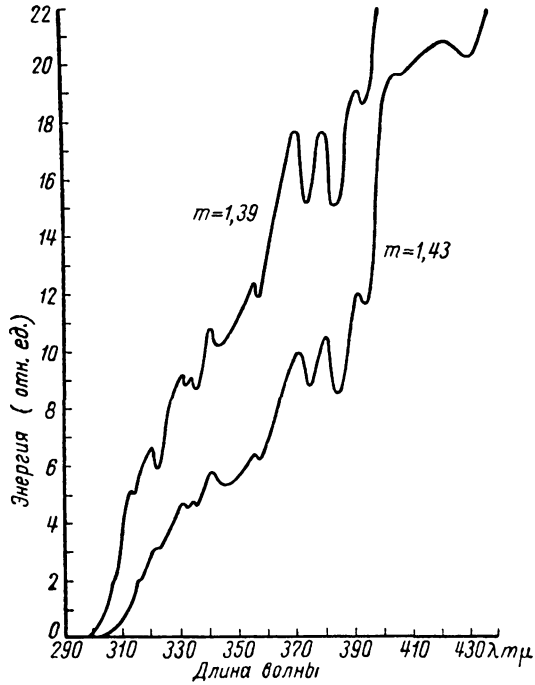


Рис. 57. Распределение энергии в ультрафиолетовой области солнечного спектра на уровне моря.

в области $\lambda=390$ $m\mu$. Детальное исследование солнечного спектра показало, что в действительности картина оказывается еще значительно более сложной, чем это вытекает из рассмотрения рис. 57. Так, например, только в узком участке спектра 2935—3060 Å было обнаружено 665 отдельных линий. Это указывает на то, что изображенные на рисунке кривые распределения энергии в ультрафиолетовом спектре Солнца следует рассматривать лишь как очень сглаженные. В общем же рассматриваемые измерения свидетельствуют о том, что на уровне моря в ультрафиолетовой области солнечного спектра происхо-

дит весьма быстрое уменьшение величины монохроматического потока радиации до нуля при $\lambda = 290$ $m\mu$.

Значительный интерес (в особенности с точки зрения биологии) представляет вопрос о расположении нижней границы ультрафиолетовой области солнечного спектра.

Этот вопрос был изучен в целом ряде исследований советских ученых — Л. И. Мамонтовой, Е. А. Поляковой, Б. Я. Ямпольского и др. Как уже отмечалось ранее, обрыв солнечного спектра со стороны коротких длин волн обусловлен поглощением солнечной радиации озоном. Экспериментальные исследования показывают, что укорочение солнечного спектра со стороны коротких длин волн тем больше, чем меньше высота солнца. По данным наблюдений Е. А. Поляковой в Павловске, положение нижней границы ультрафиолетовой области солнечного спектра характеризуется значениями длин волн, указанными в табл. 34.

Таблица 34

Положение нижней границы ультрафиолетовой области солнечного спектра, по наблюдениям в Павловске

Высота солнца, *град*	Граница спектра, $m\mu$	Высота солнца, *град*	Граница спектра, $m\mu$
1	420	20	304
2	382	25	302
3	352	30	300
5	327	35	298
7	318	40	297
10	312	45	296
15	306	50	295

Заметим, что абсолютные значения λ_{min} определяются, конечно, чувствительностью исследуемой аппаратуры.

Нетрудно понять, что наблюдаемое укорочение минимальной длины волны солнечного спектра λ_{min} с увеличением высоты солнца связано с тем, что при этом уменьшается путь солнечного луча через поглощающий радиацию слой озона. Следует отметить, однако, что к некоторым изменениям λ_{min} приводят также и колебания прозрачности тропосферы. Зависимость λ_{min} от высоты солнца, по данным осредненных наблюдений, оказывается возможным представить в простом аналитическом виде

$$\lambda_{min} = a - b \lg \sin h_{\odot}.$$

Для Павловска значения постоянных a и b равны соответственно 290,0 и 25,8. При этих значениях постоянных λ_{min} будет выражено в миллимикронах.

Экспериментальные исследования зависимости положения границы ультрафиолетового конца солнечного спектра от высоты

пункта наблюдения над уровнем моря показали, что такого рода зависимость является очень незначительной.

Отсутствие зависимости λ_{min} от высоты пункта наблюдения над уровнем моря является, очевидно, следствием того, что озон, поглощающий ультрафиолетовую радиацию и обусловливающий обрыв солнечного спектра, расположен в высоких слоях атмосферы. Именно отсутствие такого рода зависимости побудило

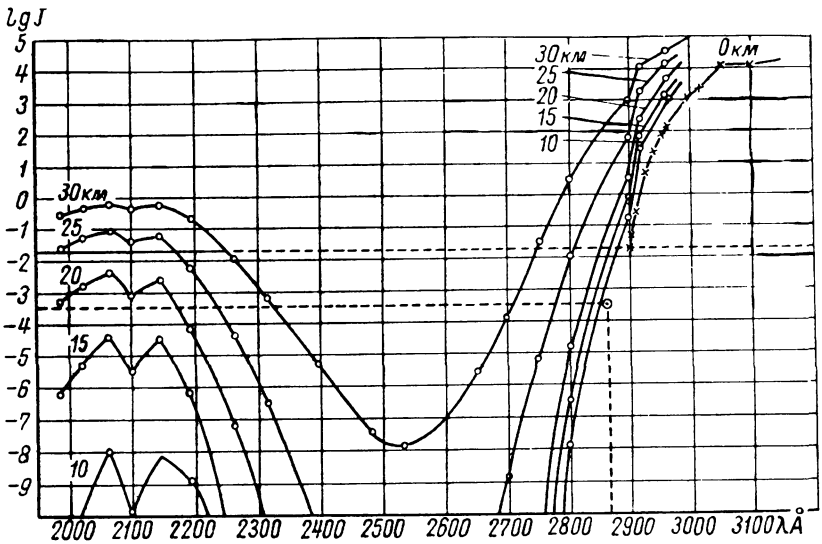


Рис. 58. Распределение энергии в ультрафиолетовой области спектра Солнца на высотах, превышающих 10 *км*.

в свое время многих исследователей искать причины поглощения ультрафиолетовой солнечной радиации в высоких слоях атмосферы.

На рис. 58 представлено распределение энергии в ультрафиолетовой области солнечного спектра на различных высотах, превышающих 10 *км*. Как видно из этого рисунка, выше 10 *км* начинается быстрое увеличение потока солнечной радиации в ультрафиолетовой области спектра. Далее будут рассмотрены некоторые результаты исследований солнечного спектра с помощью аппаратуры, запускавшейся на ракетах. Эти исследования позволили еще более детально изучить ультрафиолетовый спектр Солнца на больших высотах.

Следует отметить, однако, что отсутствие изменения λ_{min} с высотой в пределах тропосферы не означает того, что не изменяется с высотой и поток ультрафиолетовой солнечной радиации. Так как по мере увеличения высоты над уровнем моря

ослабление солнечной радиации, обусловленное рассеянием, уменьшается, то ясно, что при неизменном λ_{min} поток ультрафиолетовой солнечной радиации будет возрастать с высотой.

Поскольку положение нижней границы ультрафиолетового спектра Солнца, определяемое значением λ_{min}, существенным образом зависит от высоты солнца, то естественно, что ультрафиолетовая солнечная радиация испытывает суточный и годовой ход. Значения λ_{min} наименьшие в полуденные часы и в теплую половину года. Минимальные значения λ_{min} приходятся, однако, не на летние, а на осенние месяцы, когда содержание озона в атмосфере является наименьшим.

Таким образом, в осенние месяцы солнечная радиация наиболее богата ультрафиолетовыми лучами. Количественные данные, характеризующие изменение λ_{min} в зависимости от высоты солнца и времени года по наблюдениям в Швейцарии, приведены в табл. 35.

Таблица 35

Изменение λ_{min} $m\mu$ в зависимости от высоты солнца и времени года

Время года	Высота солнца, *град*					
	10	20	30	40	50	60
Весна	316	308	304	302	298	298
Лето	319	310	306	301	299	298
Осень	312	305	302	300	—	—
Зима	314	308	307	—	—	—
Год	316	308	304	302	299	298

Так как с увеличением высоты солнца значение λ_{min} уменьшается, то это означает, что одновременно возрастает общий поток ультрафиолетовой солнечной радиации. Экспериментальные данные показывают, что кривая дневного хода ультрафиолетовой радиации имеет весьма резкий максимум в околополуденные часы. Максимальное значение потока радиации достигается не в истинный полдень, а несколько раньше. По-видимому, это связано с повышенной прозрачностью атмосферы в дополуденные часы по сравнению с послеполуденным временем.

3. Видимая и инфракрасная области спектра. Общая характеристика распределения энергии в видимой и инфракрасной областях спектра солнечной радиации у земной поверхности может быть получена на основании приведенных выше рис. 51 и 52 и табл. 32. Рассмотрим теперь некоторые дополнительные данные, относящиеся к видимой и инфракрасной областям спектра.

На рис. 59 приведены кривые распределения энергии в видимой, а также отчасти в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, полученные различными авторами путем непосредственных измерений и расчетов. По данным спектрофотометрических измерений в околополуденные часы построены изображенные на рис. 59 кривые *1—3*. За единицу при нанесении этих кривых принята величина потока радиации при $\lambda=560$ $m\mu$. Кривые *4—6* рассчитаны по известному распределению энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы и по спектральной

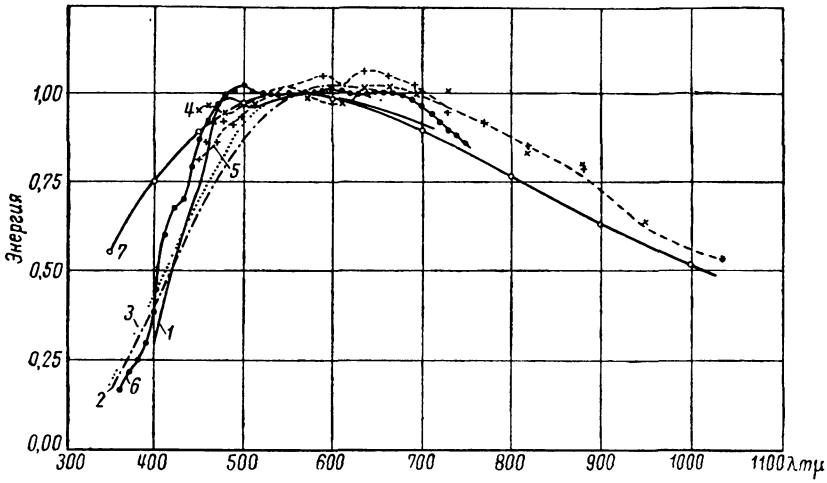


Рис. 59. Распределение энергии в спектре Солнца при различных условиях.

прозрачности атмосферы. При этом кривая *4* вычислена для $m=2$ ($h_\odot=30°$) в ясный сухой день; кривая *5* — для той же высоты солнца, но при большем содержании водяного пара в атмосфере. Кривая *6* рассчитана для $m=1{,}59$ и средних условий прозрачности атмосферы. Кривая *7* представляет собой распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при $T=5200°$ К. За единицу при построении кривых *4—7* принята величина потока радиации при $\lambda=560$ $m\mu$.

Рисунок 59 показывает, что спектральный состав солнечной радиации в видимой и особенно ультрафиолетовой областях спектра подвержен значительным колебаниям, обусловленным изменениями прозрачности атмосферы. Следует, впрочем, заметить, что различия между рассчитанными кривыми могут быть также в некоторой степени связаны с неодинаковостью исходных данных, использованных при построении кривых *4—6*.

Несмотря на колебания спектрального состава солнечной радиации в видимой области спектра, все кривые распределения

энергии довольно близки к кривой распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при $T=5200°$ К. То же самое имеет место и в близкой инфракрасной области спектра ($700\ m\mu<\lambda<1000\ m\mu$). В последнем случае необходимо, однако, иметь в виду, что кривые *4* и *5* рис. 59 рассчитаны с учетом лишь ослабления солнечной радиации вследствие рассеяния. Если принять во внимание избирательное поглощение, то ход этих кривых в зависимости от длины волны будет значительно более сложным (см. рис. 51 и 52).

Поскольку на видимую и инфракрасную области спектра приходится подавляющая часть солнечной радиации, представляет значительный интерес исследование соотношения между количеством лучистой энергии, приходящимся на эти области спектра.

Н. Н. Калитиным были выполнены многочисленные измерения потока инфракрасной радиации с длинами волн $\lambda > 0{,}65$ μ, произведенные с помощью шоттовского светофильтра RG-5. Данные этих измерений приведены в табл. 36.

Таблица 36

Соотношения между среднемесячными полуденными значениями интегрального потока S и потока инфракрасной солнечной радиации на перпендикулярную поверхность $S_{ик}$, по данным наблюдений в Карадаге (1936—1940 гг.)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
S	1,20	1,35	1,32	1,32	1,31	1,25	1,23	1,22	1,24	1,25	1,24	1,21
$S_{ик}$	0,84	0,90	0,85	0,84	0,82	0,78	0,76	0,76	0,79	0,80	0,82	0,82
$\frac{S_{ик}}{S}$	0,689	0,667	0,644	0,636	0,626	0,624	0,618	0,623	0,637	0,640	0,661	0,677

Как видно из приведенной таблицы, во все месяцы года в Карадаге на долю инфракрасной радиации приходится более 60% общего потока солнечной радиации. Естественно при этом, что в зимние месяцы года, когда высота солнца является наименьшей, доля инфракрасной радиации особенно велика. Следует вообще заметить, что зависимость отношения $\frac{S_{ик}}{S}$ от высоты солнца выражена весьма четко. Специальное исследование этой зависимости по данным наблюдений в Павловске позволило Калитину получить следующие результаты:

$h_{\odot}$ *град* . .	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$\frac{S_{ик}}{S}$	0,80	0,79	0,71	0,67	0,64	0,62	0,61	0,60	0,59	0,58	0,57

Годовой ход потока инфракрасной солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность определяется совокуп-

ным влиянием изменения высоты и прозрачности атмосферы. По данным карадагских наблюдений (см. табл. 36), максимум $S_{ик}$ приходится на зимние месяцы, что объясняется наибольшей прозрачностью атмосферы и наименьшими высотами солнца в это время года. Наблюдения в Павловске дают обратный результат: в зимние месяцы поток радиации $S_{ик}$ составляет здесь 0,68 *кал/см²·мин*, а летом равен 0,70 *кал/см²·мин*. Некоторое уменьшение $S_{ик}$ от лета к зиме обусловлено в данном случае доминирующим влиянием возрастания ослабления солнечной радиации вследствие значительного уменьшения высот солнца (увеличения атмосферных масс) в зимние месяцы.

Интересные сведения о распределении солнечной энергии по отдельным участкам спектра были получены И. Н. Ярославцевым по данным актинометрических измерений (актинометр Михельсона) в Ташкенте с применением стеклянных светофильтров Шотта марок OG-1 и RG-2. В табл. 37 указаны средние годовые относительные значения (в процентах от интегрального потока) потоков солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность в различных участках спектра по наблюдениям И. Н. Ярославцева в Ташкенте при высоте солнца $h_{\odot}=10{,}3°$. Здесь же для сравнения дано распределение солнечной энергии по соответствующим участкам спектра за пределами атмосферы.

Таблица 37

Средние годовые относительные значения потоков солнечной радиации в различных участках спектра, по данным наблюдений в Ташкенте (1936—1940 гг.)

Год	Участки спектра, *mμ*		
	290—525	525—617	617—3000
1936	18	13	69
1937	17	16	67
1938	15	17	68
1939	18	17	65
1940	20	17	63
Средние, %	17	16	67
За пределами атмосферы, %	27	12	61

Таблица 37 показывает, что в Ташкенте, так же как и в других пунктах, доля инфракрасной радиации в общем потоке солнечной радиации весьма велика. Важной особенностью полученных И. Н. Ярославцевым данных является, кроме того, сравнительно малая изменчивость от года к году средних относительных величин потоков солнечной радиации в различных участках спектра. Это свидетельствует об устойчивости среднего

относительного спектрального распределения солнечной радиации при неизменной высоте солнца и указывает на отсутствие избирательности ослабления солнечной радиации при данной высоте солнца, но изменяющейся прозрачности атмосферы.

Таблица 37 может служить наглядной иллюстрацией изменения спектрального состава потока солнечной радиации при прохождении последней через атмосферу. Как видно из этой таблицы, за пределами атмосферы солнечная радиация значительно более богата короткими длинами волн, чем у земной поверхности. Далее этот вопрос будет рассмотрен более детально.

И. Н. Ярославцев исследовал также широтную изменчивость распределения солнечной радиации по различным участкам спектра (табл. 38).

Таблица 38

Относительное распределение (%) солнечной радиации по различным участкам спектра в зависимости от широты пункта наблюдения при $h_{\odot} = 19°$

Пункт наблюдения	Широта, *град*	Упругость водяного пара у земной поверхности, *мм*	Высота солнца, *град*	Участок спектра, *mμ*	
				290—617	617—3000
Ашхабад . . .	37°58′	8,9	19,3	33	67
Ташкент . . .	41 16	7,9	19,3	33	67
Евпатория . . .	45 11	6,9	19,3	30	70
Мыс Шмидта . .	68,9°	2,5	19,1	23	77
Маточкин Шар .	73,3	1,8	19,1	20	80

Как показывает эта таблица, к северу доля инфракрасной радиации (при той же самой высоте солнца) значительно возрастает. Главная причина такого возрастания заключается

Таблица 39

Зависимость отношения $\frac{S_{ик}}{S}$ от высоты над уровнем моря

Пункт наблюдения	Высота над уровнем моря, *м*	$\frac{S_{ик}}{S}$ %
Евпатория	—	61
Павловск	30	64
Ашхабад	219	67
Ташкент	478	67
Алма-Ата	848	72
Хейрабад	2028	83

Примечание. Наблюдения выполнены при высоте солнца $h_{\odot} = 19{,}3°$.

в уменьшении к северу влагосодержания атмосферы, результатом чего является уменьшение ослабления солнечной радиации в инфракрасной области спектра. Из-за уменьшения влагосодержания атмосферы с высотой и сопутствующего уменьшения ослабления потока инфракрасной солнечной радиации последний заметно увеличивается по мере возрастания высоты пункта наблюдения над уровнем моря. Иллюстрацией подобного рода изменения потока инфракрасной солнечной радиации может служить табл. 39, построенная по данным наблюдений, проанализированным С. П. Поповым.

§ 2. Спектральная прозрачность атмосферы

В § 1 были изложены основные сведения, касающиеся распределения энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности. Исследование подобного рода распределения энергии при различных массах атмосферы позволяет получить зависимость спектральных потоков радиации от массы атмосферы. Пользуясь такого рода зависимостью, можно вычислить коэффициенты прозрачности атмосферы в различных узких участках спектра и тем самым получить представление о спектральной прозрачности атмосферы для солнечной радиации.

Вычисление спектральных коэффициентов прозрачности производится при этом на основе использования формулы

$$S_{m,\,\Delta\lambda} = S_{0,\,\Delta\lambda}\, p_{\Delta\lambda}^{m},$$

где индекс $\Delta\lambda$ указывает на то, что соответствующие величины относятся к участку спектра $\Delta\lambda$, в пределах которого эти величины можно считать неизменными; $S_{m,\,\Delta\lambda}$ и $S_{0,\,\Delta\lambda}$ — потоки солнечной радиации на уровне земной поверхности и за пределами атмосферы соответственно; $p_{\Delta\lambda}$ — коэффициент прозрачности.

Производя логарифмирование обеих частей последнего равенства, находим

$$\lg S_{m,\,\Delta\lambda} = \lg S_{0,\,\Delta\lambda} + m \lg p_{\Delta\lambda}. \qquad (5.1)$$

Отсюда видно, что коэффициент прозрачности может быть определен графически по наклону прямой зависимости $\lg S_{m,\,\Delta\lambda}$ от m.

Изучение спектральной прозрачности атмосферы представляет существенный интерес, в особенности потому, что, имея данные о спектральной прозрачности атмосферы, можно определить распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы и затем найти величину солнечной постоянной — интегрального потока солнечной радиации вне земной атмосферы.

Наиболее обширные исследования спектральной прозрачности в Смитсонианском институте были выполнены спектро-

болометрическим методом. Однако с этой целью применялись и другие методы. Богатый материал по спектральной прозрачности атмосферы был получен в работах Н. П. Лугина, Т. П. Торопо-вой, В. С. Соколовой, Е. А. Поляковой, Н. И. Никитинской, С. П. Попова и других авторов.

Таблица 40

Зависимость спектрального коэффициента прозрачности атмосферы от длины волны, по наблюдениям в различных пунктах

Длина волны, *mμ*	Туксон	Кучино, 1933 г.			Вашингтон	Характерные коэффициенты прозрачности
		14 V	24 VII	2 VII		
292	0,02	—	—	—	—	—
295	0,03	—	—	—	—	—
300	0,07	—	—	—	—	—
305	0,17	—	0,040	—	—	0,080
310	0,25	0,153	0,142	0,150	—	0,150
315	0,30	0,230	0,260	0,240	—	0,240
320	0,35	0,331	0,336	0,298	—	0,300
325	0,39	0,400	0,380	0,352	—	0,350
330	0,43	0,435	0,422	0,379	—	0,380
340	0,49	0,474	0,464	0,429	—	0,430
350	0,54	—	—	0,455	—	0,455
360	0,58	0,546	0,527	0,472	—	0,475
370	0,61	—	—	0,500	—	0,495
380	0,64	0,595	0,578	0,524	—	0,510
390	0,66	—	—	0,550	—	0,530
400	0,68	0,632	0,641	0,570	0,540	0,545
420	0,71	0,672	0,672	0,607	0,587	0,582
450	0,74	0,710	0,710	0,645	0,640	0,640
500	0,76	0,760	0,760	0,695	0,700	0,700
550	0,78	—	0,790	0,720	0,735	0,735
600	0,79	—	0,800	0,728	0,760	0,760
650	0,79	0,825	0,825	0,760	0,805	0,805
700	0,79	—	0,830	0,760	0,840	0,840
750	—	—	—	—	0,855	0,855
800	—	—	—	—	0,867	0,867
850	—	—	—	—	0,877	0,877
900	—	—	—	—	0,886	0,886
950	—	—	—	—	0,893	0,893
1000	—	—	—	—	0,899	0,899

В табл. 40 приведена составленная М. В. Савостьяновой сводка измерений спектральных коэффициентов прозрачности атмосферы по наблюдениям в Кучино (под Москвой, данные Н. П. Лугина), а также в Туксоне (США, наблюдения Петтита) и Вашингтоне (США, данные Аббота). Измерения Н. П. Лугина были выполнены по методу фотографической фотометрии с применением кварцевого спектрографа. В исследованиях Петтита, проведенных на высоте 760 *м* над ур. м., для спектрального раз-

ложения солнечной радиации применялся двойной кварцевый монохроматор. Аббот применял спектроболометрический метод.

Данные Аббота для Вашингтона, приведенные в табл. 40, получены путем осреднения результатов наблюдений за 20 осенних дней, в течение которых общее содержание водяного пара в атмосфере изменялось от 0,145 $г/см^2$ («сухие» дни) до 1,46 $г/см^2$ («влажные» дни). Существенно при этом отметить, что коэффициенты прозрачности в инфракрасной области солнечного спектра вычислены Абботом без учета избирательного поглощения

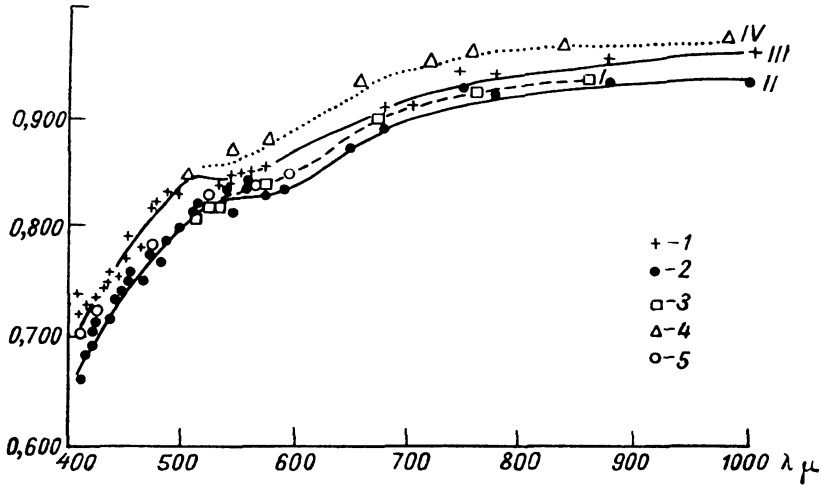


Рис. 60. Спектральная прозрачность атмосферы.

1 — средние дополуденные данные за 1954 г.; *2* — средние послеполуденные данные за 1954 г.; *3* — средние данные за 1952 г.; *4* — данные Аббота (США); *5* — данные Соколовой.

водяным паром (по измерениям потоков солнечной радиации в участках спектра между полосами поглощения водяного пара). Как видно из табл. 40, характерной чертой всех наблюдений является резкий спад прозрачности атмосферы в области коротких длин волн, вплоть до очень малых значений при $\lambda = 300$ $m\mu$, где начинается полоса поглощения озона. В видимой области спектра зависимость коэффициентов прозрачности от длины волны является сравнительно более слабой. Для наглядности зависимость коэффициента прозрачности от длины волны изображена графически (рис. 60) по данным наблюдений Т. П. Тороповой в районе Алма-Аты. Кривая *I* характеризует здесь осредненную зависимость коэффициента прозрачности от длины волны по данным наблюдений за 1952 г. Кривые *II* и *III* построены по аналогичным данным для 1952 и 1954 гг. с выделением промежутков времени до и после полудня. Для сравнения приведены

также данные Аббота (обсерватория Моунт-Вильсон; кривая *IV*) и В. С. Соколовой (Алма-Ата).

Хотя ход коэффициента прозрачности p_λ в зависимости от длины волны получается во всех случаях примерно одинаковым, абсолютные величины p_λ, как это видно из табл. 40 и рис. 60, различаются весьма существенно. Различия эти обусловлены, естественно, изменениями прозрачности атмосферы. Рассмотрение рис. 60 показывает, что даже в до- и послеполуденное время величины спектральных коэффициентов прозрачности заметно различаются: возрастание мутности атмосферы в послеполуденное время приводит к уменьшению коэффициентов прозрачности.

Интересной особенностью кривых p_λ, относящихся к Алма-Ате, является наличие слабого минимума в области 500—600 $m\mu$. Этот минимум обязан своим существованием ослаблению солнечной радиации в полосах поглощения озона (полосах Шаппюи).

Анализируя данные наблюдений, М. В. Савостьянова составила таблицу характерных значений спектральных коэффициентов прозрачности (см. последнюю графу табл. 40).

Для решения некоторых практических задач удобно представить данные о прозрачности атмосферы в виде зависимости оптической толщины атмосферы от длины волны. В наиболее общей форме эта зависимость для областей спектра вне полос поглощения может быть выражена следующим образом:

$$\theta_\lambda = a\lambda^{-4} + b\lambda^{-\beta(\lambda)} + c, \qquad (5.2)$$

где a, b, c — постоянные, $\beta(\lambda)$ — некоторая функция длины волны.

По данным наблюдений Л. В. Мирзояна, в среднем для ясных дней удовлетворительные результаты дает использование такой формулы:

$$\theta_\lambda = a\lambda^{-4} + c.$$

К. С. Шифрин и И. Н. Минин, разрабатывая радиационную модель стандартной атмосферы, пришли к выводу, что наиболее характерные особенности спектральной прозрачности атмосферы хорошо описываются первыми двумя слагаемыми (5.2), причем можно принять $\beta \sim \lambda^{-1}$ (см. табл. 30). По данным наблюдений Т. П. Тороповой, аэрозольное ослабление может быть не только убывающей функцией длины волны или нейтральным, как это выражено двумя последними слагаемыми (5.2). В некоторых случаях наблюдается также максимум аэрозольного рассеяния в интервале длин волн 460—520 $m\mu$. Введение стандартных спектральных коэффициентов прозрачности атмосферы оказывается в ряде случаев весьма полезным. Однако необходимо все же иметь в виду, что реальные значения коэффициентов про-

зрачности могут нередко существенно отличаться от стандартных.

Рассмотрим, в каком соотношении находятся стандартные коэффициенты прозрачности с коэффициентами прозрачности идеальной и реальной атмосфер.

В табл. 41 приведены величины оптической массы идеальной (сухой и чистой) атмосферы θ_λ в направлении вертикали и коэффициента прозрачности $p_\lambda = e^{-\theta_\lambda}$. Значение θ_λ рассчитано по следующей формуле:

$$\theta_\lambda = \frac{32}{3}\pi^3(n-1)^2\frac{H}{N\lambda^4},$$

где $H = 7{,}991 \cdot 10^5$ *см* — высота однородной атмосферы, $N = 2{,}70 \cdot 10^{19}$ — число молекул в единице объема. В таблице также указаны величины $p_{\lambda, w}$, полученные с учетом лишь рассеяния солнечной радиации водяным паром в вертикальном столбе атмосферы, содержащем 1 *г/см*^{2} водяного пара.

Таблица 41

Спектральная прозрачность идеальной (сухой и чистой) атмосферы

λ μ	θ_λ	p_λ	λ μ	θ_λ	p_λ	λ μ	θ_λ	p_λ
0,28	1,555	0,211	0,46	0,190	0,827	0,80	0,0201	0,980
0,29	1,335	0,263	0,48	0,160	0,852	0,85	0,0158	0,984
0,30	1,15	0,316	0,50	0,155	0,874	0,90	0,0125	0,988
0,31	1,00	0,368	0,52	0,115	0,891	0,95	0,0101	0,990
0,32	0,872	0,418	0,54	0,0988	0,906	1,00	0,00821	0,992
0,33	0,768	0,464	0,55	0,0915	0,913	1,10	0,00560	0,995
0,34	0,676	0,508	0,56	0,0852	0,918	1,20	0,00395	0,996
0,35	0,598	0,551	0,58	0,0738	0,929	1,40	0,00213	0,998
0,36	0,530	0,589	0,60	0,0645	0,938	1,50	0,00162	0,998
0,37	0,472	0,623	0,62	0,0564	0,945	1,60	0,00125	0,999
0,38	0,422	0,656	0,64	0,0497	0,952	1,80	0,00078	1,000
0,39	0,378	0,685	0,65	0,0466	0,955	2,00	0,00051	1,000
0,40	0,340	0,712	0,66	0,0438	0,957	2,50	0,000208	1,000
0,42	0,277	0,758	0,68	0,0388	0,962	3,00	0,000100	1,000
0,44	0,229	0,795	0,70	0,0345	0,966	3,50	0,000054	1,000
0,45	0,208	0,812	0,75	0,0262	0,974	4,0	0,000032	1,000

Сопоставление табл. 41 и 42 показывает, что идеальная атмосфера является значительно более прозрачной, чем стандартная реальная атмосфера. Рассмотрим далее, каковы колебания коэффициентов прозрачности реальной атмосферы относительно стандартных значений коэффициентов прозрачности. Интересные данные в этом направлении были получены Н. И. Никитинской.

Н. И. Никитинской были произведены измерения потоков солнечной радиации в отдельных узких участках спектра с помощью актинометра, перекрываемого интерференционными све-

Таблица 42

Ослабление солнечной радиации вследствие рассеяния водяным паром

λ μ	p_λ, w	λ μ	p_λ, w	λ μ	p_λ, w	λ μ	p_λ, w
0,342	0,920	0,431	0,957	0,686	0,981	1,603	0,987
0,350	0,926	0,452	0,961	0,764	0,984	1,738	0,987
0,360	0,934	0,475	0,964	0,864	0,986	1,870	0,987
0,371	0,940	0,503	0,968	0,987	0,987	2,000	0,986
0,384	0,945	0,935	0,972	1,146	0,987	2,123	0,985
0,397	0,949	0,574	0,970	1,302	0,987	2,242	0,984
0,413	0,953	0,624	0,975	1,452	0,987	2,348	0,983

тофильтрами в комбинации со стеклянными светофильтрами Шотта. Комбинируя интерференционные и стеклянные светофильтры, можно выделить отдельные узкие участки спектра солнечной радиации. Никитинской удалось получить комбинации светофильтров, которые давали полосы пропускания с максимумами вблизи 504, 608, 708, 772, 928 и 1094 $m\mu$. Эффективная ширина полос пропускания изменялась при этом от 11 до 39 $m\mu$. Измерения потоков солнечной радиации в области указанных длин волн при различных массах атмосферы позволили определить спектральные коэффициенты прозрачности атмосферы для соответствующих длин волн. В связи с этим обнаружились, однако, серьезные трудности в определении коэффициента прозрачности с помощью уравнения (5.1). Использование этого уравнения является обоснованным, очевидно, лишь в том случае, если прозрачность атмосферы (т. е. коэффициент прозрачности $p_{\Delta\lambda}$) остается неизменной в течение всего периода наблюдений, по данным которых определяется зависимость $\lg S_{m,\,\Delta\lambda}$ от m. Между тем это условие очень часто не выполняется. Существенным является при этом тот факт, что, как это было установлено В. Б. Никоновым, наличие линейной зависимости между $\lg S_{m,\,\Delta\lambda}$ и m отнюдь не является критерием постоянства прозрачности атмосферы. Действительно, предположим, что $\lg p_{\Delta\lambda} = a + \frac{b}{m}$, т. е. коэффициент прозрачности не остается неизменным, а зависит от массы атмосферы. Тогда вместо (5.1) получим

$$\lg S_{m,\,\Delta\lambda} = \lg S_{0,\,\Delta\lambda} + am + b, \qquad (5.1a)$$

т. е. зависимость между $\lg S_{m,\Delta\lambda}$ и m по-прежнему остается линейной.

Отмеченные обстоятельства указывают на то, что надежное определение коэффициента прозрачности атмосферы по уравнению (5.1) может быть осуществлено лишь при наличии устойчивого состояния прозрачности.

Однако даже в дни с устойчивой прозрачностью атмосферы коэффициенты прозрачности (а следовательно, спектральная прозрачность) имеют ясно выраженный суточный ход. На рис. 61 представлен, например, суточный ход коэффициентов прозрачности в области длин волн 504, 708, 772 $m\mu$ по наблюдениям Н. И. Никитинской 21 августа 1947 г. Как видно из этого рисунка, указанные коэффициенты прозрачности, особенно в коротковолновой области спектра, существенно изменяются в течение дня, значительно отклоняясь от величин стандартных коэффициентов прозрачности. Если стандартное значение коэффициента прозрачности при $\lambda=500$ $m\mu$ равно 0,700, то соответствующий реальный коэффициент прозрачности даже в течение

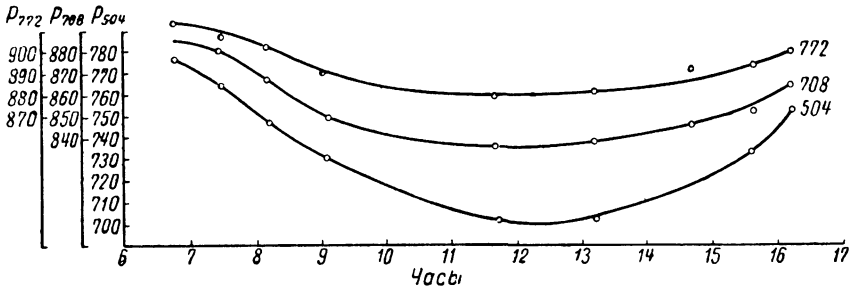


Рис. 61. Суточный ход спектральной прозрачности атмосферы 21 августа 1947 г.

одного дня с устойчивым состоянием прозрачности изменяется от 0,705 до 0,775. Еще более наглядно обнаруживаются колебания прозрачности реальной атмосферы из рассмотрения рис. 62. На этом рисунке сплошной кривой изображена рассчитанная по стандартному значению коэффициента прозрачности при $\lambda=504$ $m\mu$ зависимость $S_{504,m}$ от массы атмосферы ($S_{504,m}$ — величина монохроматического потока солнечной радиации при $\lambda=504$ $m\mu$). Точки определяют измеренные величины $S_{504,m}$. Как показывает рис. 62, реально наблюдаемые величины $S_{504,m}$ во многих случаях весьма далеки от соответствующих величин, рассчитанных для стандартных условий прозрачности атмосферы, причем колебания прозрачности имеют весьма нерегулярный характер.

С. П. Попов исследовал годовой ход коэффициентов прозрачности атмосферы в различных областях спектра по данным наблюдений по актинометру Михельсона со светофильтрами Шотта марок OG-1 и RG-2 (рис. 63). Кривые *1—5* на этом рисунке относятся соответственно к следующим областям спектра: 290—525, 525—628, 290—5000, 525—5000, 628—5000 $m\mu$. Как

показывает рис. 63, коэффициенты прозрачности, рассчитанные для названных областей спектра, имеют довольно значительный годовой ход.

Выше было отмечено, что в коротковолновой области солнечного спектра колебания прозрачности атмосферы являются наибольшими. В связи с этим исследование прозрачности атмосферы в этой области спектра представляет особенно важное

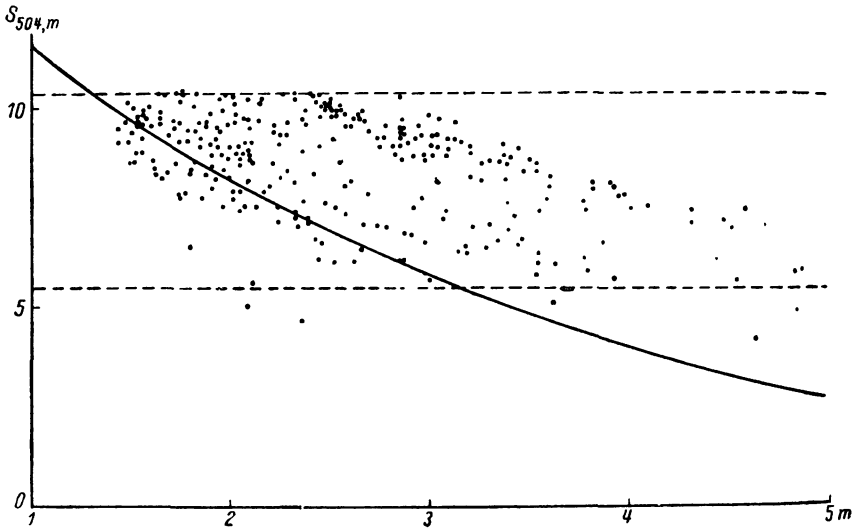


Рис. 62. Измеренные величины интенсивности солнечной радиации вблизи длины волны 504 *mμ* по сравнению с расчетными данными М. В. Савостьяновой.

значение. Такого рода исследование было выполнено в работах С. Ф. Родионова и Е. А. Поляковой.

С. Ф. Родионов изучил прозрачность нижних слоев атмосферы на высоте 3—5,5 *км*, произведя спектрофотометрические измерения яркости освещенной солнцем снежной вершины Эльбруса на расстоянии 10 *км* от последней. В результате этих измерений была обнаружена резко выраженная полоса ослабления, обязанная своим существованием избирательному ослаблению света аэрозолями. На рис. 64 приведены результаты одной из серий измерений, выполненных Родионовым. По оси ординат этого рисунка отложены величины измеренного коэффициента ослабления аэрозолей δ, рассчитанного на длину пути светового луча, равную 1 *км*. По оси абсцисс отложена длина волны в микронах. Пунктирная кривая характеризует зависимость δ от λ, вычисленную теоретически.

Приведенный рисунок показывает, что прозрачность нижних слоев атмосферы не изменяется в зависимости от длины волны монотонно, а имеет минимум в области длины волны около 0,4 μ. Существенным является при этом тот факт, что при $\lambda<0{,}4$ μ прозрачность уменьшается с увеличением длины волны. Как показал Родионов, в результате такого уменьшения прозрачности с возрастанием длины волны возникает так называемый эффект аномальной прозрачности атмосферы в ультрафиолетовой области спектра 0,295—0,320 μ. Проведенные Родионовым измерения обнаружили, что при больших зенитных расстояниях солнца атмосфера становится в указанной области спектра для радиации коротких длин волн относительно более прозрачной, чем для радиации длинных волн.

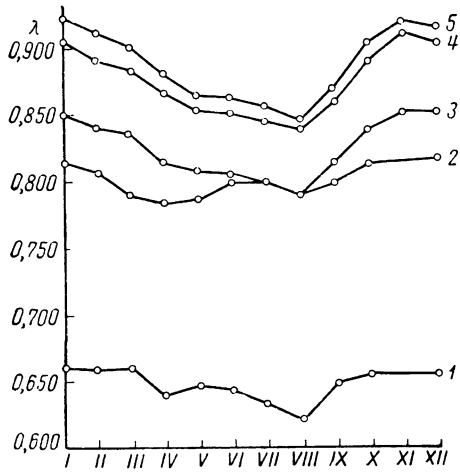


Рис. 63. Годовой ход спектральной прозрачности атмосферы.

Г. В. Розенберг предложил, однако, другую интерпретацию полученных Родионовым результатов, объяснив наблюдаемый эффект влиянием многократно рассеянного света, попадающего в прибор наряду с прямой солнечной радиацией. Розенберг показал также, что это обстоятельство имеет весьма важное значение для вопроса о применимости закона Бугера для определения спектральной прозрачности атмосферы. При больших оптических толщинах, равных 8—10 (больших зенитных расстояниях солнца), вклад рассеянной радиации становится настолько существенным, что, даже если угол зрения прибора примерно соответствует угловым размерам солнца, отклонения от закона Бугера оказываются значительными.

Рассмотренные выше данные о прозрачности атмосферы в ультрафиолетовой области спектра относятся к длинам волн $\lambda>2900$ Å. Солнечную радиацию более коротких длин волн измерения у земной поверхности не позволяют обнаружить.

Хотя в некоторых работах сообщалось об обнаружении при высокогорных наблюдениях солнечной радиации в области длин волн около 2100 Å, эти результаты следует признать ошибочными. Только ракетные исследования последних лет позволили впервые получить экспериментальные данные о прозрачности атмосферы для ультрафиолетовой радиации длин волн короче 2900 Å

Таблица 43

Высоты проникновения солнечной радиации различных длин волн в атмосфере

Область спектра, Å	Высота проникновения, *км*	
	наблюденная	вычисленная
795—1050	88—127	90—100
1050—1240	80—90	80—90
1100—1350	70+5	
1240—1340	90—125	80—100
1400—1550	95 (50)	100
1750—2100	7	25

В табл. 43 приведены наблюденные и вычисленные (в предположении, что кислород полностью диссоциирован на высотах

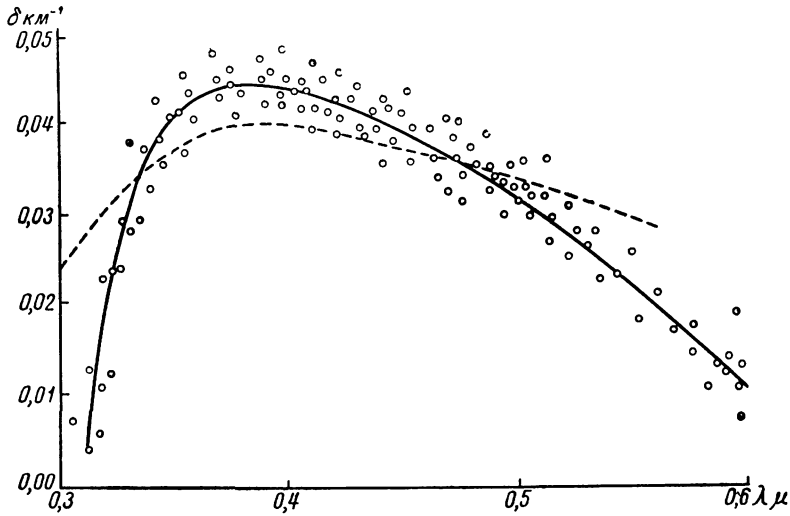


Рис. 64. Полоса ослабления аэрозолей.

выше 100 *км*) значения высот проникновения солнечной радиации различных длин волн в атмосферу, характеризующие спектральную прозрачность атмосферы.

Данные этой таблицы свидетельствуют о наличии повышенной прозрачности атмосферы («окон» прозрачности) вблизи длин волн $\lambda \simeq$ 1200 Å и $\lambda \simeq 2100$ Å. Этот факт оказывается весьма существенным с точки зрения влияния ультрафиолетовой радиации на процессы в ионосфере.

Большой интерес представляют данные об изменении спектральной прозрачности атмосферы с высотой. Проанализировав

имеющиеся экспериментальные данные, Е. М. Фейгельсон предложила следующую формулу для осредненного вертикального профиля оптической толщины атмосферы $\tau(z)$ выше 6,5 *км*:

$$\tau(z) = \tau(z_0)\, e^{-a(z-z_0)} + b(z - z_0), \qquad (5.2a)$$

где $\tau(z_0)$ — оптическая толщина на исходном нижнем уровне $z_0 = 6{,}5$ *км*; a и b — постоянные. Если предположить, что рассеяние выше 30 *км* является релеевским, и определить из этого условия b, а также принять $a = 0{,}13$, то получается изменение оптической толщины с высотой, указанное в следующей таблице:

z *км*	6,5	8	10	15	20	25	30
$\tau(z)$	0,143	0,117	0,0895	0,0455	0,0221	0,0094	0,0024

По-видимому, эти данные удовлетворительно описывают изменение прозрачности атмосферы с высотой в видимой области спектра.

Хотя выше было упомянуто предположение о наличии чисто релеевского рассеяния на высотах более 30 *км*, роль аэрозольного рассеяния даже на еще больших высотах остается весьма существенной (это уже отмечалось при обсуждении данных об изменении формы индикатрисы рассеяния с высотой, см. рис. 48). Отметим, например, что, по данным В. М. Морозова, отношение $r = \frac{\tau}{\tau_p}$ (τ, τ_p — действительная и релеевская оптические толщины соответственно) до высот порядка 25 *км* возрастает (эти данные относятся к $\lambda_{эфф} = 0{,}5$ μ). Б. А. Миртов, анализируя данные о вертикальном распределении концентрации метеорной пыли, пришел к выводу, что в области высот 92—96 *км* располагается граница перехода от зоны преобладания аэрозольного рассеяния к зоне релеевского рассеяния. Однако последняя является сравнительно узкой: ее толщина порядка нескольких десятков километров. Еще выше аэрозольное рассеяние снова начинает преобладать из-за очень низкой плотности воздуха и значительной концентрации аэрозолей метеорного происхождения.

§ 3. Распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы

В предыдущих параграфах настоящей главы были рассмотрены результаты исследований распределения энергии в спектре Солнца у земной поверхности и спектральной прозрачности атмосферы. Как уже отмечалось выше, воспользовавшись указанными результатами, можно изучить спектральный состав солнечной радиации вне земной атмосферы. Действительно, получив из наблюдений прямолинейную зависимость $\lg S_{m,\Delta\lambda}$ от m и экстраполируя ее до $m = 0$, найдем при этом значение $S_{0,\Delta\lambda}$.

Проделав такие вычисления для достаточно большого числа различных узких участков спектра $\Delta\lambda$, будем иметь в результате кривую распределения энергии во внеатмосферном спектре солнечной радиации.

Если же известны коэффициенты $p_{\Delta\lambda}$, то величины спектральных потоков солнечной радиации за пределами атмосферы могут быть непосредственно вычислены из формулы: $S_{m,\,\Delta\lambda} = S_{0,\,\Delta\lambda}\, p^m_{\Delta\lambda}$ по измеренным значениям $S_{m,\,\Delta\lambda}$.

Упомянутая методика использовалась для получения данных о внеатмосферном распределении энергии в спектре Солнца в части ультрафиолетовой, а также в видимой и инфракрасной областях спектра. Она не применима, однако, к ультрафиолетовой радиации длин волн короче 290 $m\mu$, так как радиация этих длин волн совсем не достигает земной поверхности. В данном случае единственным надежным источником информации об излучении Солнца являются ракетные измерения.

Наиболее надежные данные о внеатмосферном распределении энергии в спектре Солнца, полученные по методу экстраполяции результатов наземных измерений, принадлежат Л. Дункельману и Р. Скольнику. Эти авторы осуществили продолжительные спектральные измерения солнечной радиации на г. Моунт Леммон (США) на высоте около 2400 *м* в сентябре—октябре 1951 г. Однако ввиду неустойчивости прозрачности атмосферы только один день (4 октября) был выбран как удовлетворяющий основному условию применимости метода Бугера. Измерения осуществлены с помощью двойного кварцевого монохроматора с фотоэлектрической регистрацией спектра. Градуировка и контроль чувствительности осуществлялись с помощью стандартной вольфрамовой лампы. На рис. 65 показаны результаты измерений Л. Дункельмана и Р. Скольника (*3*) в сравнении с более ранними данными Е. Петтита (*2*), а также данными Р. Стэйра и Р. Джонстона (*1*), относящимися к 1955 г. Как видно, данные двух последних исследований совпадают вполне удовлетворительно. Результаты Е. Петтита (1940 г.) не вполне соответствуют действительности в области длин волн менее 450 $m\mu$.

На рис. 66 изображено распределение энергии во внеатмосферном спектре Солнца для области спектра 0,2—2,0 μ, полученное Ф. Джонсоном как по данным экстраполяции результатов наземных измерений, так и путем использования ракетных данных (в ультрафиолетовой области спектра). В табл. 4 и 5 Приложения приведены аналогичные численные результаты.

С точки зрения воздействий солнечной радиации на верхние слои атмосферы наибольший интерес представляет исследование внеатмосферного ультрафиолетового и рентгеновского спектров солнечной радиации. Если в видимой области спектра излучение Солнца очень мало изменяется во времени, то изменения жесткой

ультрафиолетовой и особенно рентгеновской радиации Солнца могут быть очень большими. За последние годы были получены

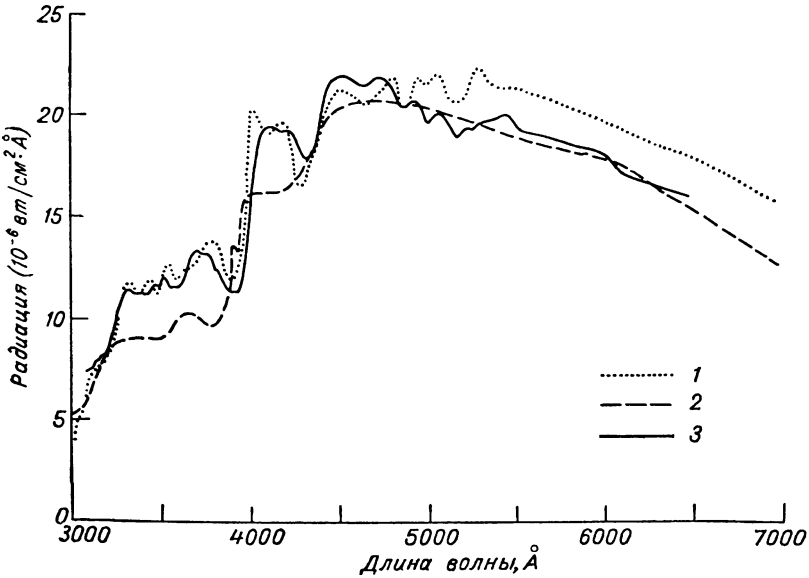


Рис 65. Распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы (видимая область спектра).

многочисленные данные ракетных исследований, которые позволяют характеризовать спектральный состав внеатмосферной

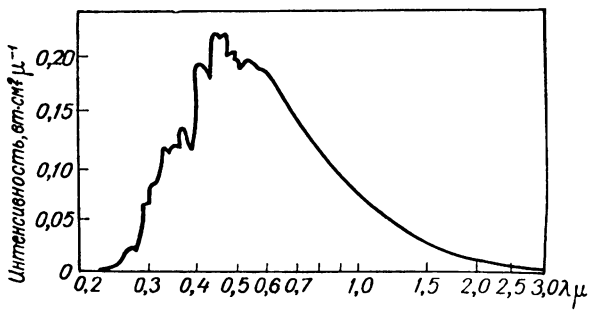


Рис. 66 Распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы.

ультрафиолетовой и рентгеновской солнечной радиации (подчеркнем здесь, что даже ракетные измерения не устраняют полностью необходимость учета поглощения радиации атмосферой).

В табл. 44 приведены результаты ракетных исследований спектрального распределения солнечной радиации в области длин волн от 850 до 2600 Å. Эти измерения выполнены К. Детвилером, Д. Гарреттом, Д. Пэрселлом и Р. Тьюси с помощью двойного кварцевого монохроматора с дифракционными решетками и фотографической регистрацией спектра. Аппаратура была поднята с помощью ракеты «Аэроби-Хи» на высоту около 235 *км* (даже на этой высоте в некоторых участках спектра наблюдалось сильное поглощение радиации молекулярным азотом). Величины спектральных потоков солнечной радиации приведены в табл. 44 для интервалов длин волн шириной 50 Å и относятся к среднему расстоянию от Земли до Солнца. Сравнение этих результатов с данными Ф. Джонсона показывает, что для радиации длин волн более 240 $m\mu$ имеет место вполне удовлетворительное соответствие. В области спектра $\lambda < 240$ $m\mu$ данные Ф. Джонсона следует считать заниженными (при $\lambda = 220$ $m\mu$ величины спектральных потоков радиации различаются вдвое).

Таблица 44

Распределение энергии во внеатмосферном спектре Солнца в области длин волн 850—2600 Å

$\lambda \pm 25$ Å	$S_{0,\,\Delta\lambda}$ *эрг/см²·сек·50* Å	$\lambda \pm 25$ Å	$S_{0,\,\Delta\lambda}$ *эрг/см²·сек·50* Å
2600	700	1700	8,2
2550	560	1650	5,0
2500	380	1600	3,2
2450	390	1550	1,7
2400	340	1500	0,95
2350	320	1450	0,50
2300	360	1400	0,26
2250	350	1350	0,26
2200	310	1300	0,18
2150	240	1250	0,15
2100	145	1200	5,7
2050	90	1150	0,08
2000	70	1100	0,06
1950	55	1050	0,10
1900	41	1000	0,18
1850	28	950	0,15
1800	19	900	0,25
1750	12	850	0,11

На рис. 67 рассматриваемые данные приведены графически для спектральных интервалов шириной 10 Å и среднего расстояния от Земли до Солнца. При этом в данные измерений внесены поправки, учитывающие поглощение солнечной радиации выше уровня наблюдений. Пунктирные кривые на рис. 67 изображают

распределение энергии в спектре абсолютно черного тела при различных температурах.

Рассмотрение рис. 67 и табл. 44 показывает, что в области длин волн короче 2000 Å температура излучения Солнца уменьшается от 5000° К при $\lambda=2085$ Å до 4900° К при $\lambda=1800$ Å и 4750° К при $\lambda=1500$ Å. В промежутке длин волн 1450—1280 Å наблюдается минимальное значение, равное 4700° К. Важной особенностью спектра Солнца в рассматриваемой области длин волн является наличие большого числа эмиссионных линий (не все они разрешены в данном случае из-за довольно грубого

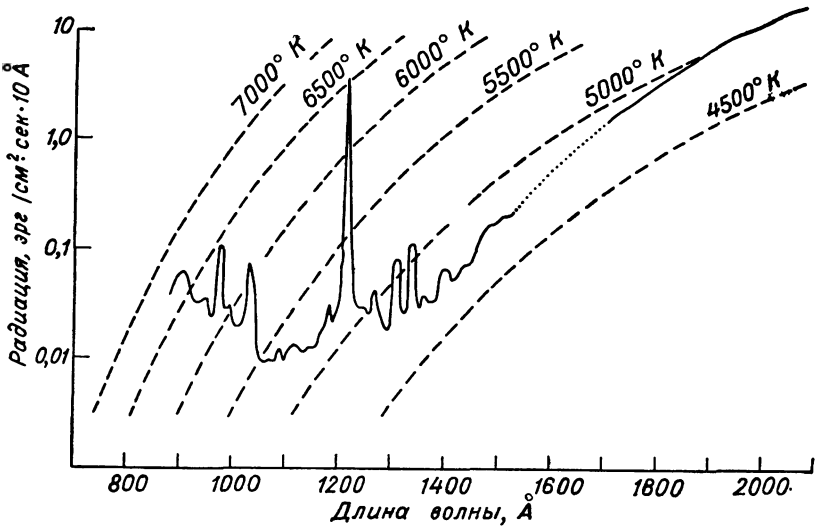


Рис 67. Распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы (ультрафиолетовая область спектра).

осреднения по спектральным интервалам шириной 10 Å), налагающихся на непрерывное излучение. Наиболее интенсивной является лаймановская линия L_α, центрированная при $\lambda=1216$ Å. От $\lambda=1280$ Å в сторону коротких длин волн температура излучения Солнца сначала возрастает (до величины около 6500° К в центре лаймановской линии), а затем резко падает, уменьшаясь до значений около 5200° К, и потом снова повышается при $\lambda>1040$ Å.

В табл. 45 приведены сравнительно полные данные об интенсивностях эмиссионных линий для области спектра 835—1892 Å. Как и в рассмотренных выше случаях, интенсивность линий приведена к среднему расстоянию от Земли до Солнца и при обработке результатов измерений исключено влияние поглощения радиации атмосферой. Интенсивность линии L_α дается для спектрального интервала шириной 1 Å.

Таблица 45

Интенсивность наиболее сильных эмиссионных линий в спектре Солнца (835—1892 Å)

λ Å	Идентификация	Энергия, *эрг/см²·сек*	λ Å	Идентификация	Энергия, *эрг/см²·сек*
1892,03	Si III (1)	0,10	1265,04	Si II (4)	0,020
1817,42	Si II (1)	0,45	1260,66	Si II (4)	0,010
1808,01	Si II (1)	0,15	1242,78	N V	0,003
1670,81	Al II (2)	0,08	1238,80	N V	0,004
1657,00	C I (2)	0,16	1215,67	HL_α	5,1
1640,47	He II (12)	0,07	1206,52	Si III (2)	0,030
1561,40	C I (3)	0,09	1175,70	C III (4)	0,010
1550,77	C IV (1)	0,09	1132,89	C I (20—23)	0,003
1548,19	C IV (1)	0,11	1085,70	N II (1)	0,006
1533,44	Si II (2)	0,041	1037,61	O VI (1)	0,025
1526,70	Si II (2)	0,038	1031,91	O VI (1)	0,020
1402,73	Si IV (1)	0,013	1025,72	HL_β	0,060
1393,73	Si IV (1)	0,030	991,58	N III (1)	0,010
1335,68	C II (1)	0,050	989,79	N III (1)	0,006
1334,51	C II (1)	0,050	977,03	C III (1)	0,050
1306,02	O I (2)	0,025	949,74	HL_δ	0,010
1304,86	O I (2)	0,020	937,80	HL_ε	0,005
1302,17	O I (2)	0,013	835	O II, III	0,010

Эти данные отчетливо показывают, насколько доминирует по интенсивности линия L_α. Именно поэтому исследованию этой линии было уделено за последние годы так много внимания. Интенсивность линии L_α примерно равна всему количеству энергии, приходящемуся на весь спектр Солнца в области длин волн короче 1500 Å. На долю остальных линий серии Лаймана приходится около 0,12 *эрг/см²·сек*, а поток энергии в области лаймановского континуума ($\lambda<912$ Å) равен примерно 0,24 *эрг/см²·сек*.

Следует заметить, что точность рассматриваемых измерений в спектральном диапазоне 1400—2000 Å составляет, по-видимому, около ±20% (во всяком случае, можно быть вполне уверенным, что ошибки не превышают 50%). При $\lambda<1300$ Å измеренные величины могут отличаться от истинных в два раза, а в некоторых случаях, возможно, и больше. Такая невысокая точность измерений и, с другой стороны, значительная изменчивость жесткой ультрафиолетовой радиации со временем означают, что приведенные результаты следует рассматривать как предварительные.

§ 4. Солнечная постоянная

1. Общие замечания. Солнечной постоянной называют то количество лучистой энергии Солнца, которое проходит за пределами атмосферы в единицу времени (1 *мин*) через единицу

поверхности (1 $см^2$), перпендикулярной к солнечным лучам и удаленной от Солнца на расстояние, равное среднему радиусу земной орбиты. Иначе говоря, солнечная постоянная представляет собой поток лучистой энергии Солнца на перпендикулярную к лучам поверхность за пределами атмосферы при среднем расстоянии между Землей и Солнцем.

Определение солнечной постоянной имеет фундаментальное значение, так как, зная закономерности ослабления солнечной радиации в атмосфере, можно по известному значению солнечной постоянной найти величины потоков солнечной радиации на уровне земной поверхности.

Первые попытки измерить величину солнечной постоянной были предприняты еще в середине XIX в. Значительный вклад в эти первоначальные исследования был внесен русскими учеными Савельевым и Ганским.

Однако лишь в начале XX в. появились работы, принадлежащие главным образом сотрудникам Смитсонианского института, которые позволили получить достаточно надежные значения солнечной постоянной. В СССР разработкой методов определения солнечной постоянной занимались Н. Н. Калитин, В. Г. Фесенков, Л. В. Гульницкий, П. А. Крылов.

В Смитсонианском институте были разработаны два метода определения солнечной постоянной, получившие название долгого и короткого.

2. Долгий метод. Сущность долгого метода может быть в кратких словах охарактеризована следующим образом. Используя результаты спектроболометрических измерений распределения энергии в спектре солнечной радиации на уровне земной поверхности при различных значениях атмосферной массы (в разное время дня), определяют внеатмосферное спектральное распределение солнечной радиации по методу экстраполяции, описанному в § 3. Имея кривые спектрального распределения солнечной радиации за пределами атмосферы и у земной поверхности, можно, рассчитав площадь под этими кривыми, вычислить тем самым величины интегральных потоков солнечной радиации вне атмосферы и у земной поверхности, равные $\int S_{0,\lambda}\, d\lambda$ и $\int S_{m,\lambda}\, d\lambda$ в относительных единицах.

Определенные таким образом величины не будут, однако, достаточно точными, так как при измерениях не учитываются крайние части ультрафиолетовой и инфракрасной областей солнечного спектра. Поэтому для уточнения полученных значений потоков радиации вводятся так называемые «ультрафиолетовая» и «инфракрасная» поправки (см. далее). Если одновременно измерена с помощью пиргелиометра величина потока солнечной радиации на уровне земной поверхности S_m в абсолютных

единицах, то для потока солнечной радиации за пределами атмосферы, выраженного в абсолютных единицах, S_0' будем иметь

$$S_0' = S_m \frac{\int S_{0,\lambda}\, d\lambda}{\int S_{m,\lambda}\, d\lambda}.$$

Приводя величину S_0' к среднему расстоянию от Земли до Солнца, получим для солнечной постоянной S_0

$$S_0 = \frac{R^2}{R_0^2} S_0',$$

где R_0 — среднее расстояние от Земли до Солнца, R — расстояние от Земли до Солнца в момент измерения.

Таковы принципиальные черты долгого метода определения солнечной постоянной. Остановимся теперь на более подробной характеристике отдельных важных сторон этого метода, в особенности на характеристике вопросов о вычислении инфракрасной и ультрафиолетовой поправок и площадей под кривыми спектрального распределения солнечной радиации.

Вычисление площадей под измеренными кривыми распределения энергии в спектре солнечной радиации производилось следующим образом. Сначала рассчитывалась площадь под сглаженной кривой спектрального распределения, построенной таким образом, чтобы исключить провалы кривой, соответствующие полосам поглощения. Затем из этой площади вычиталась площадь полос поглощения, в результате чего и определялась площадь под несглаженной кривой спектрального распределения солнечной радиации. Такая процедура определения искомой площади оказалась наиболее удобной по двум причинам: 1) очень легко и достаточно точно может быть определена площадь под сглаженной кривой спектрального распределения, 2) площадь всех полос поглощения также может быть без труда определена, так как было установлено, что она является однозначной функцией площади полосы ψ (достаточно поэтому измерить лишь площадь полосы ψ, после чего с помощью соответствующего эмпирического соотношения найти и общую площадь всех полос).

После того как определена описанным способом площадь под измеренной кривой распределения энергии в спектре солнечной радиации, необходимо ввести поправки, учитывающие тот факт, что использованный в Смитсонианском институте спектрометр со стеклянной призмой не пропускает часть солнечной радиации в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра (измерения охватывают область спектра от 0,546 до 2,4 μ).

Важное значение имеет и то обстоятельство, что значительная часть ультрафиолетовой и инфракрасной солнечной радиации вообще не достигает уровня земной поверхности.

Инфракрасная поправка определяется следующим образом. С помощью спектрометра с призмой из каменной соли было исследовано распределение энергии в инфракрасной области солнечного спектра вплоть до длины волны $\lambda = 10{,}9$ μ. Это исследование позволило оценить долю инфракрасной радиации ($\lambda > 2{,}4$ μ) по отношению к солнечной радиации в области спектра 0,704—2,4 μ, т. е. найти тем самым величину инфракрасной поправки. Ниже приведены полученные таким образом значения инфракрасной поправки, выраженные в процентах, в зависимости от общего содержания водяного пара в атмосфере ($г/см^2$):

Содержание водяного пара w_∞ $г/см^2$ . .	0	1	2	3	4	5
Инфракрасная поправка, %	3,95	3,28	2,77	2,35	2,03	1,80

Как видно из этой таблицы, при $m = 0$ (за пределами атмосферы) инфракрасная поправка составляет около 4%. Расчет показывает, что площадь под всей рассчитанной из наблюдений кривой распределения энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы почти вдвое превышает соответствующую площадь, вычисленную для области длин волн 0,704—2,4 μ. Это означает, что для интегральной солнечной радиации за пределами атмосферы инфракрасная поправка составляет около 2% полного измеряемого потока солнечной радиации.

При вычислении ультрафиолетовой поправки первоначально предполагалось, что распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы тождественно спектральному распределению лучистой энергии абсолютно черного тела, находящегося при температуре 6000° К. Затем были приближенно введены поправки, учитывающие поглощение радиации, обусловленное фраунгоферовыми линиями в атмосфере Солнца. С учетом этих поправок получилось распределение энергии во внеземном спектре Солнца, позволяющее найти величину ультрафиолетовой поправки.

Такой способ определения ультрафиолетовой поправки следует расценивать, однако, лишь как весьма приближенный, так как этот способ основан на грубой оценке спектрального состава солнечной радиации за пределами атмосферы. Поэтому была предпринята также попытка рассчитать значения ультрафиолетовой поправки иным путем — на основе непосредственных измерений спектрального состава солнечной радиации в ультрафиолетовой области спектра $\lambda < 0{,}345$ μ. Для этой цели использовались данные по спектральному распределению солнечной радиации за пределами атмосферы, полученные путем экстраполяции результатов наземных измерений, относящихся к диапазону длин волн $\lambda > 0{,}295$ μ. Оба упомянутых способа вычисления ультрафиолетовой поправки дают существенно различные

результаты. Поскольку ни один из этих способов нельзя считать достаточно надежным, окончательные величины ультрафиолетовой поправки были вычислены как средние арифметические из значений, полученных двумя описанными способами. Результаты подобных вычислений, проделанных для трех различных состояний прозрачности атмосферы, приведены в табл. 46.

Таблица 46

Величины ультрафиолетовой поправки (процент по отношению к потоку радиации в области 0,346—0,704 μ)

Масса атмосферы	Коэффициент прозрачности атмосферы ($\lambda = 0{,}413$ μ)		
	0,790	0,760	0,730
0	6,88	6,88	6,88
1	3,90	3,39	2,90
2	2,22	1,79	1,36
3	1,28	0,96	0,64
4	0,73	0,56	0,38
5	0,45	0,33	0,21

В качестве параметра, характеризующего состояние прозрачности атмосферы, принято значение коэффициента прозрачности при $\lambda = 0{,}413$ μ. Как показывает табл. 46, величины ультрафиолетовой поправки за пределами атмосферы по отношению к полному измеряемому потоку радиации составляет 3,44% (напомним, что в области спектра 0,346—0,704 μ за пределами атмосферы заключена примерно половина общего измеряемого потока радиации).

Следует отметить, что полученная описанным способом ультрафиолетовая поправка рассчитана в предположении, что спектр Солнца «обрезан» в области длин волн $\lambda < 0{,}295$ μ. Между тем, как показывают данные § 3, выше слоя озона подобного рода «обрыв» солнечного спектра не наблюдается. Этот обрыв обусловлен поэтому поглощением солнечной радиации озоном. Таким образом, рассчитанное выше значение ультрафиолетовой поправки следует рассматривать как «субозональное». Для более точного определения солнечной постоянной необходимо при введении ультрафиолетовой поправки учесть еще и влияние поглощения солнечной радиации озоном. В исследованиях, выполненных за последние годы, ультрафиолетовая поправка вводилась поэтому по данным ракетных измерений спектрального состава солнечной радиации выше слоя озона.

Заметим также, что, помимо инфракрасной и ультрафиолетовой поправок, следует принимать во внимание поглощение солнечной радиации озоном не только в ультрафиолетовой области спектра $\lambda < 0{,}295$ μ, но также и в видимой области спектра, где

находятся полосы поглощения Шаппюи (0,480—0,630 μ). Поправка за счет поглощения в полосах Шаппюи оказывается, однако, весьма незначительной. Величина этой поправки составляет не более 0,20—0,45% солнечной постоянной.

Как видно из вышеизложенного, долгий метод определения солнечной постоянной требует спектроболометрических измерений в течение довольно длительного промежутка времени (несколько часов), причем должна быть обеспечена неизменность состояния прозрачности атмосферы в процессе этих измерений. Однако даже в условиях высокогорных наблюдений постоянство прозрачности атмосферы может не иметь места. По этой причине, а также в силу своей громоздкости долгий метод оказался весьма неудобным и недостаточно надежным. Более широкое распространение получил короткий метод определения солнечной постоянной, требующий очень непродолжительных наблюдений для единичного измерения солнечной постоянной.

3. Короткий метод. Основная идея короткого метода заключается в разработке приближенного способа определения спектрального состава солнечной радиации за пределами атмосферы путем экстраполяции по данным всего лишь одного измерения распределения энергии в спектре солнечной радиации у земной поверхности. Осуществление подобного рода экстраполяции требует знания коэффициентов спектральной прозрачности атмосферы. Именно с целью определения последних в долгом методе производятся сравнительно длительные измерения распространения энергии в спектре солнечной радиации при различных атмосферных массах, что делает долгий метод неудобным и недостаточно надежным.

Между тем возможен значительно более простой способ определения спектральных коэффициентов прозрачности атмосферы. Известно, что ослабление солнечной радиации в атмосфере обусловлено процессами рассеяния и поглощения. Как было отмечено в главе IV, ослабление солнечной радиации вследствие рассеяния можно с достаточной степенью точности представить как функцию интенсивности околосолнечного сияния. Что же касается поглощения солнечной радиации, то оно определяется прежде всего общим содержанием водяного пара в атмосфере. Отмеченные обстоятельства позволяют, как это показано в работах Смитсонианского института, считать спектральные коэффициенты прозрачности атмосферы однозначными функциями следующей величины:

$$F = w_\infty + Q\varepsilon,$$

где w_∞ — общее содержание водяного пара в атмосфере, ε — разность между наблюдаемой и нормальной интенсивностью околосолнечного сияния, Q — некоторый коэффициент, характеризующий изменение w_∞ в зависимости от ε.

Если коэффициенты прозрачности p_λ выражаются в десятичных долях единицы, то w_∞ целесообразно выражать в 10^{-2} *г/см*^{2}, а ε — в 10^{-4} *кал/см*$^2 \cdot$ *мин* в пределах телесного угла прибора. Наблюдения на г. Монтезума (высота 2745 *м*, Чили) дают, например, следующие выражения для величины F при трех различных градациях общего содержания водяного пара в атмосфере и атмосферной массе $1{,}5 \leqslant m \leqslant 2{,}5$:

$w_\infty \cdot 10^2$ *г/см*^{2}	F
0—45	$w_\infty + 1{,}34\varepsilon$
45—75	$w_\infty + 1{,}06\varepsilon$
75	$w_\infty + 1{,}84\varepsilon$

Для определения общего содержания водяного пара в атмосфере в работах Смитсонианского института использовался спектроскопический метод (см. главу III). Измерения интенсивности околосолнечного сияния производились с помощью специально сконструированного для этой цели прибора.

Как показывает изложенное выше, достаточно для определенного места наблюдений определить эмпирические зависимости всех p_λ от F для того, чтобы в дальнейшем можно было с помощью этих зависимостей находить все сорок значений коэффициента прозрачности в различных участках спектра по одной лишь полученной из наблюдений величине F. Такой способ определения спектральной прозрачности атмосферы позволяет избегнуть необходимости длительных измерений распределения энергии в спектре солнечной радиации при различных массах атмосферы и, таким образом, существенно сокращает (с нескольких часов до 10 *мин*) продолжительность наблюдений, необходимых для нахождения солнечной постоянной. Располагая данными всего лишь одного измерения спектрального состава солнечной радиации на уровне земной поверхности и найдя описанным выше способом спектральные коэффициенты прозрачности атмосферы, можно затем найти распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы и величину солнечной постоянной таким же образом, как это делается в долгом методе.

Применение короткого метода связано с существенным сокращением не только времени наблюдений, но и времени обработки. Если для вычисления одного значения солнечной постоянной по долгому методу требуется 8-часовая работа двух наблюдателей, то в случае короткого метода обработка наблюдений отнимает всего 1 *час*.

Многочисленные наблюдения, выполненные в Смитсонианском институте, показали, что короткий метод позволяет получить более точные результаты, чем долгий. Однако расхождения между величинами солнечной постоянной, получаемыми этими двумя методами, невелики и не превышают 0,4%.

В результате наблюдений, проводившихся Смитсонианским институтом в течение более чем 50 лет, получено огромное количество отдельных значений солнечной постоянной. Эти значения изменяются с течением времени от 0,5 до 2% величины самой солнечной постоянной. В связи с вопросом о колебаниях солнечной постоянной появилось большое число работ, авторы которых пытались отыскать непосредственную связь между солнечной активностью, этими колебаниями и метеорологическими процессами. Однако указанные колебания солнечной постоянной почти не выходят за пределы ошибок измерений солнечной постоянной. Поэтому отыскание подобного рода связи пока что не имеет реального значения.

Среднемноголетняя величина солнечной постоянной, полученная сотрудниками Смитсонианского института с учетом рассмотренных выше инфракрасной и ультрафиолетовой поправок, а также с учетом уточнений пиргелиометрической шкалы (см. главу II), составляет 1,94 *кал/см²·мин.*

Следует указать, что такое же среднее значение солнечной постоянной было найдено в результате более ранних исследований, выполненных в 20-х годах XX в. Тождественность нового и старого значений солнечной постоянной объясняется тем, что при уточнении величины солнечной постоянной, произведенном в 1932—1948 гг., были введены две взаимно компенсирующиеся поправки. Во-первых, была исправлена пиргелиометрическая шкала, так как выяснилось, что шкала 1913 г. дает абсолютные значения потоков солнечной радиации, систематически преувеличенные на 2,4±0,1%. Во-вторых, исследования 1932 г. показали, что величины инфракрасной и ультрафиолетовой поправок отличаются от ранее принятых. Согласно этим исследованиям, обе поправки в сумме составляют 5,44% полного измеряемого потока солнечной радиации, тогда как ранее была получена величина поправок, равная 2,13%. Если использовать американскую пиргелиометрическую шкалу 1913 г., то величина полного потока солнечной радиации за пределами атмосферы в доступной измерениям области спектра 0,346—2,5 μ составит 1,90 *кал/см²·мин.* Вводя неисправленные значения инфракрасной и ультрафиолетовой поправок (2,13%), получим для солнечной постоянной $S_0 = 1{,}94$ *кал/см²·мин.* Согласно новым данным, старая шкала давала преувеличенные на 2,4% значения потоков радиации, поэтому исправленная величина потока солнечной радиации в области спектра 0,346—2,5 μ равна 1,85 *кал/см²·мин.* С учетом уточненных значений инфракрасной и ультрафиолетовой поправок (5,44%) получим $S_0 = 1{,}95$ *кал/см²·мин*, т. е. величина солнечной постоянной остается практически без изменения (так как различие в 0,01 *кал/см²·мин* несущественно, то можно поэтому сохранить в точности старое значение солнечной постоянной).

Исследования самых последних лет вносят, однако, некоторые уточнения в указанное среднее значение солнечной постоянной.

Наиболее обстоятельный и обоснованный пересмотр результатов определения величины солнечной постоянной был произведен в работах М. Николе и Ф. Джонсона.

Выполненные в последние годы измерения потока солнечной радиации в инфракрасной области спектра показывают, что данные Смитсонианского института для этой области спектра являются преуменьшенными. К аналогичному выводу приводят и ракетные исследования спектрального распределения солнечной радиации в ультрафиолетовой области спектра. Отсюда ясно, что значение $S_0 = 1{,}94$ *кал/см²·мин* следует считать преуменьшенным и поэтому необходимо произвести уточнение величины солнечной постоянной.

М. Николе определял новую величину солнечной постоянной на основе использования уточненных данных о распределении энергии в спектре солнечной радиации за пределами атмосферы. Эти данные показали, что величина рассмотренной выше ультрафиолетовой поправки (3,4%) может быть практически оставлена без изменения; инфракрасную же поправку следует несколько увеличить. В итоге М. Николе получил значение солнечной постоянной, равное 1,98 *кал/см²·мин*.

Наиболее корректное решение вопроса о значении солнечной постоянной, основанное на использовании результатов наземных измерений в области длин волн $\lambda > 0{,}3$ μ и ракетных измерений для ультрафиолетовой области спектра (0,22—0,34 μ), принадлежит Ф. Джонсону. Положив в основу определения солнечной постоянной внеатмосферное распределение энергии в спектре Солнца, изображенное на рис. 66, Джонсон получил $S_0 = 2{,}00 \pm \pm 0{,}04$ *кал/см²·мин*. Это значение следует считать в настоящее время наиболее надежным. Заметим при этом, что, по данным Джонсона, величина ультрафиолетовой поправки составляет не 3,44% (как это соответствует данным Смитсонианского института), а 4,75%. Интегральная солнечная радиация для области спектра 0,346—2,4 μ равна 1,841 *кал/см²·мин*. Для инфракрасной поправки Джонсон получил 8,1% вместо 3,95%. Таким образом, в пересчете на абсолютные величины основные компоненты солнечной постоянной таковы: $1{,}841 + 0{,}085 + 0{,}076 = 2{,}002$ *кал/см²·мин*. Как видно, весьма важное значение для уточнения величины солнечной постоянной имело не только новое определение ультрафиолетовой поправки с использованием данных ракетных измерений, но также пересмотр величины инфракрасной поправки.

Заметим в заключение, что Международная комиссия по радиации рекомендовала в качестве стандартного принять значение солнечной постоянной, равное 1,98 *кал/см²·мин* по Международной пиргелиометрической шкале 1956 г.

Приведенные выше результаты новых определений солнечной постоянной свидетельствуют о том, что в настоящее время достаточно точное значение солнечной постоянной еще не найдено. Вполне достоверным является лишь тот факт, что среднее значение солнечной постоянной составляет около 2 *кал/см²·мин*. Необходимы поэтому дальнейшие исследования в направлении усовершенствования методов абсолютных измерений потока солнечной радиации и осуществления новых, более точных измерений спектрального распределения солнечной радиации у земной поверхности и на больших высотах (за пределами слоя озона).

Рассмотренную в настоящем параграфе солнечную постоянную можно назвать энергетической, поскольку она характеризует количество лучистой энергии, проходящей в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению лучей и находящуюся на среднем расстоянии от Земли до Солнца. Значительный интерес представляет также определение световой солнечной постоянной, которая характеризует визуальную освещенность солнечными лучами за пределами атмосферы на площадке, расположенной перпендикулярно к световым лучам на среднем расстоянии от Земли до Солнца.

Для определения световой солнечной постоянной используются различные методы. В. В. Шаронов, применив три различных метода определения световой солнечной постоянной и сопоставив полученные результаты с данными других авторов, предложил принять как наиболее вероятное значение световой солнечной постоянной, равное 135 500 *лк*.

Указанному выше значению энергетической солнечной постоянной (2 *кал/см²·мин*), полученному Ф. Джонсоном, соответствует световая солнечная постоянная, равная 13,67 *лм/см²*, что эквивалентно 137 *клк*. Согласно М. Николе, световая солнечная постоянная составляет 142 *клк*, а Р. Стэйр и Р. Джонстон нашли еще более высокое значение, равное 150 *клк*. Разнообразие полученных результатов свидетельствует о необходимости дальнейших исследований.

§ 5. Общее ослабление солнечной радиации в идеальной атмосфере

Напомним следующее соотношение, определяющее ослабление монохроматического потока солнечной радиации S_λ на протяжении пути ds:

$$dS_\lambda = -a_\lambda S_\lambda \rho\, ds,$$

где a_λ — массовый коэффициент ослабления радиации длины волны λ, ρ — плотность воздуха.

Обозначая через $S_{0,\lambda}$ монохроматический поток солнечной радиации за пределами атмосферы, получим после интегрирова-

ния написанного соотношения по всему пути солнечного луча в атмосфере от границы атмосферы до земной поверхности

$$S_\lambda = S_{0,\lambda} e^{-\int_0^\infty a_\lambda \rho ds}, \tag{5.3}$$

где S_λ — монохроматический поток солнечной радиации у земной поверхности.

Величина $\theta(\vartheta_\odot) = \int_0^\infty a_\lambda \rho ds$ представляет собой оптическую толщину атмосферы вдоль пути солнечного луча, зависящую от зенитного расстояния солнца $\vartheta_\odot$. Введем также оптическую толщину атмосферы в направлении вертикали $\theta_0 = \int_0^\infty a_\lambda \rho dh$. Тогда можем написать

$$\theta(\vartheta_\odot) = \theta_0 m(\vartheta_\odot), \tag{5.4}$$

где $m(\vartheta_\odot)$ — масса атмосферы в направлении на солнце.

Теперь формула (5.3) может быть переписана следующим образом:

$$S_\lambda = S_{0,\lambda} e^{-\theta_0 m(\vartheta_\odot)}. \tag{5.5}$$

Введем в рассмотрение величину

$$p_\lambda = e^{-\theta_0}. \tag{5.6}$$

Эту величину называют коэффициентом прозрачности атмосферы для радиации длины волны λ (или, короче, монохроматическим коэффициентом прозрачности атмосферы).

Учитывая (5.6), получим вместо (5.5)

$$S_\lambda = S_{0,\lambda} p_\lambda^m. \tag{5.7}$$

Интегрируя обе части формулы (5.7) по всем длинам волн от 0 до ∞, найдем

$$S_m = \int_0^\infty S_\lambda d\lambda = \int_0^\infty S_{0,\lambda} p_\lambda^m d\lambda. \tag{5.8}$$

Здесь S_m — полный (интегральный) поток прямой солнечной радиации на уровне земной поверхности в том случае, когда масса атмосферы в направлении на солнце равна m.

Формула (5.8) является исходной для расчетов общего ослабления прямой солнечной радиации в атмосфере. Зная по данным наблюдений распределение энергии солнечной радиации за пределами атмосферы $S_{0,\lambda}$ и зависимость монохроматического коэффициента прозрачности p_λ от длины волны, можно по ука-

занной формуле рассчитать полный поток солнечной радиации S_m на уровне земной поверхности для любого значения массы m. Такие расчеты производятся чаще всего путем численного интегрирования. Весьма интересным является также путь аналитического представления величин $S_{0,\lambda}$ и p_λ как функций длины волны и последующего вывода аналитической зависимости потока солнечной радиации S_m от массы атмосферы. Перейдем теперь к рассмотрению такого рода расчетов, начав при этом с изучения идеализированного случая ослабления прямой солнечной радиации в сухой и чистой атмосфере.

Рассмотрение вопроса о прозрачности сухой и чистой атмосферы для солнечной радиации представляет значительный интерес по двум причинам. Во-первых, потому что в этом случае теоретические расчеты ослабления солнечной радиации могут быть сравнительно просто доведены до окончательных численных результатов. Во-вторых, потому что, как уже было показано ранее, весьма полезные результаты можно получить путем сопоставления данных, относящихся к идеальной (т. е. сухой и чистой) и реальной атмосфере.

Наиболее важные исследования по вопросу об ослаблении солнечной радиации в идеальной атмосфере были выполнены В. Г. Кастровым.

Принимая во внимание ослабление солнечной радиации вследствие релеевского рассеяния, а также поглощения озоном и постоянными газами, получим следующее выражение для интегрального потока солнечной радиации на уровне, где атмосферное давление равно P, и при атмосферной массе m

$$S(m, P)=\int_0^\infty S_{0,\lambda}\, 10^{-k_\lambda \mu-\sigma_\lambda m \frac{P}{P_0}}\, d\lambda - f_3\left(m\frac{P}{P_0}\right). \qquad (5.9)$$

Здесь k_λ — коэффициент поглощения озона; σ_λ — релеевский коэффициент рассеяния [В. Г. Кастров принимал $\sigma_\lambda = 1{,}14 \cdot 10^4 \times \times (n-1)^2\lambda^{-4}$]; $f_3\left(m\frac{P}{P_0}\right)$ — часть потока солнечной радиации, поглощенная постоянными газами (в первую очередь кислородом). Величина μ представляет собой абсолютную массу для слоя озона и определяется формулой (4.19).

В основу расчетов $S(m, P)$ по формуле (5.9) В. Г. Кастров положил внеатмосферное распределение энергии в спектре Солнца, полученное Ф. Джонсоном (см. § 3).

В табл. 47 приведены результаты расчетов поглощения солнечной радиации озоном в видимой (f_1) и ультрафиолетовой (f_2) областях спектра. Здесь же указаны величины поглощения постоянными газами по данным Ф. Фоуля.

Данные табл. 48, содержащей результаты расчетов интегральных потоков солнечной радиации на различных высотах и при

разных значениях массы атмосферы, существенно уточняют результаты аналогичных более ранних расчетов. В. Г. Кастров

Таблица 47

Поглощенная озоном и постоянными газами солнечная радиация (*кал/см²·мин*)

m	1	2	3	4	6
μ	1	1,98	2,95	3,86	5,60
f_1	0,010	0,020	0,030	0,039	0,056
f_2	0,036	0,042	0,046	0,048	0,052
f_1+f_2	0,046	0,062	0,076	0,087	0,108
f_3	0,010	0,012	0,013	0,014	0,016

Таблица 48

Потоки солнечной радиации в условиях сухой и чистой атмосферы (*кал/см²·мин*)

$\frac{P}{P_0}$	m				
	1	2	3	4	6
0	1,946	1,930	1,917	1,906	1,895
0,25	1,894	1,837	1,786	1,743	1,663
0,50	1,845	1,758	1,681	1,616	1,509
0,75	1,802	1,688	1,595	1,520	1,398
1,00	1,766	1,628	1,525	1,440	1,309

показал, что с весьма высокой степенью точности (в большинстве случаев ошибка не превышает 0,003) эти данные можно описать следующей эмпирической формулой:

$$\frac{S(m, P)}{S_0} = 1{,}041 - 0{,}160\sqrt{m\left(0{,}949\frac{P}{P_0} + 0{,}051\right)}. \quad (5.10)$$

Важной характеристикой идеальной атмосферы является интегральный коэффициент прозрачности q_m. В табл. 49 приведены значения q_m по данным Фейснер и Дюбуа, Кастрова и Международной комиссии по радиации (МКР). Как видно, результаты расчетов различных авторов отличаются весьма незначительно.

Таблица 49

Интегральный коэффициент прозрачности сухой и чистой атмосферы

m	По Фейснер и Дюбуа (1930 г.)	По Кастрову (1930 г.)	По МКР (1956 г.)
1	0,907	0,906	0,906
2	0,915	0,914	0,916
3	0,921	0,921	0,922
4	0,926	0,927	0,928
6	0,935	0,935	0,936

§ 6. Количественные характеристики прозрачности реальной атмосферы

Различными авторами было предложено весьма большое число разнообразных количественных характеристик прозрачности атмосферы. Здесь будут рассмотрены лишь наиболее распространенные характеристики.

1. Коэффициент прозрачности. Согласно формуле (5.8), имеем для потока прямой солнечной радиации на уровне подстилающей поверхности

$$S_m = \int_0^\infty S_{0,\lambda}\, p_\lambda^m\, d\lambda.$$

Введем осредненное по всему спектру значение интегрального коэффициента прозрачности p_m. Тогда можем написать, вынося это среднее значение за знак интеграла,

$$S_m = p_m^m \int_0^\infty S_{0,\lambda}\, d\lambda = S_0\, p_m^m. \qquad (5.11)$$

Интегральный коэффициент прозрачности p_m, фигурирующий здесь, может быть определен из наблюдений, а для идеальной атмосферы рассчитан на основе теории молекулярного рассеяния света в атмосфере. Выше были приведены результаты расчетов интегрального коэффициента прозрачности для условий чистой и сухой атмосферы (табл. 49). Как показывают эти расчеты, коэффициент прозрачности чистой и сухой атмосферы q_m нельзя рассматривать как вполне однозначную количественную характеристику прозрачности атмосферы, так как при данном и неизменном состоянии прозрачности величина q_m увеличивается вместе с ростом массы атмосферы. Такого рода возрастание q_m с увеличением m обусловлено избирательным характером ослабления солнечной радиации в атмосфере.

Для того чтобы более ясно понять причину зависимости коэффициента прозрачности от массы атмосферы, рассмотрим следующий схематический пример. Представим себе, что ослабление солнечной радиации в атмосфере обусловлено наличием у атмосферы, как ослабляющей среды, некоторой полосы ослабления (рис. 68). В таком случае ясно, что при малых m (когда длина пути солнечного луча через атмосферу сравнительно невелика) имеет место главным образом ослабление солнечной радиации в области длин волн, приходящихся на центральную (наиболее интенсивно поглощающую) часть полосы ослабления. Поскольку ослабление радиации в области длин волн около $\overline{\lambda}$ очень велико, то уже при сравнительно малых m здесь произойдет почти полное ослабление радиации. Поэтому при дальнейшем увеличении m возрастание ослабления будет более медлен-

ным, так как теперь оно обусловлено уже влиянием значительно менее интенсивно ослабляющих радиацию крыльев полосы.

Итак, из сказанного ясно, что в рассматриваемом нами схематическом примере возрастание общей величины ослабления будет несколько замедляться при увеличении массы атмосферы. Отсюда вытекает, очевидно, что средний коэффициент прозрачности, рассчитанный для всей полосы ослабления в целом, должен возрастать с увеличением m. Аналогичная картина имеет место и в случае реальной атмосферы, с той лишь разницей, что здесь ослабление радиации обусловлено наличием множества полос ослабления. Как уже было показано ранее, особенно сложной функцией длины волны является избирательное поглощение солнечной радиации в атмосфере. Существенно зависит от длины волны также и коэффициент молекулярного рассеяния.

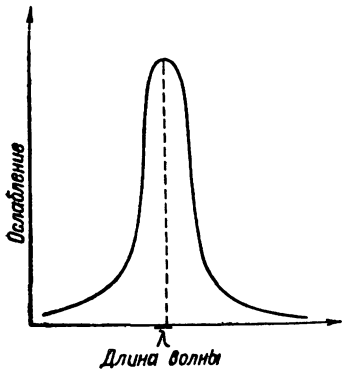


Рис. 68. К вопросу об избирательном ослаблении солнечной радиации в атмосфере.

Следует отметить, что выполненный выше анализ зависимости p_m от массы атмосферы предполагает, что потоки солнечной радиации S_m и S_0, через которые определяется коэффициент прозрачности, измеряются актинометрическими методами. Так как в этом случае приемная поверхность является абсолютно черной, то интегральный коэффициент прозрачности может быть найден по формуле

$$p_m^m = \frac{\int_0^\infty S_{0,\lambda}\, p_\lambda^m\, d\lambda}{\int_0^\infty S_{0,\lambda}\, d\lambda} = \frac{S_m}{S_0}.$$

В случае визуальных наблюдений $p_{m,\text{виз}}$ следует находить из соотношения

$$p_{m,\text{виз}}^m = \frac{\int_0^\infty S_{0,\lambda}\, p_\lambda^m\, \varepsilon_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty S_{0,\lambda}\, \varepsilon_\lambda\, d\lambda},$$

где ε_λ — спектральная чувствительность глаза.

Как показали расчеты В. Г. Фесенкова и Е. В. Пясковской-Фесенковой, выполненные с помощью последней формулы по известным $S_{0,\lambda}$, p_λ и ε_λ, при визуальных наблюдениях зависимость

p_m от массы атмосферы получается незначительной. Этот вывод подтверждается также и наблюдениями.

Данные актинометрических наблюдений обнаруживают существование ясно выраженной зависимости коэффициента прозрачности p_m от массы атмосферы.

Зависимость коэффициента прозрачности от массы важна, однако, не сама по себе. Учет этой зависимости может стать существенным лишь в том случае, если изменения коэффициента прозрачности, обусловленные колебаниями прозрачности атмосферы, имеют тот же порядок величины, что и те изменения, которые связаны с существованием зависимости p_m от массы атмосферы.

Важно поэтому теперь рассмотреть значения коэффициента прозрачности, полученные по данным наблюдений в различных условиях, для того чтобы установить, насколько чувствительной характеристикой состояния прозрачности атмосферы является коэффициент прозрачности.

В табл. 50 представлен средний годовой ход коэффициента прозрачности p_m, рассчитанный В. П. Кузнецовым по данным измерений с помощью актинометра Михельсона в Баку (1932—1939 гг.) для трех значений массы атмосферы: $m=1{,}5$; $m=2$ и $m=3$.

Приведенная таблица показывает, что в течение всего года среднемесячные значения коэффициента прозрачности колеблются всего лишь в пределах:

$$0{,}73 \geqslant p_{1{,}5} \geqslant 0{,}69; \quad 0{,}81 \geqslant p_2 \geqslant 0{,}69;$$
$$0{,}82 \geqslant p_3 \geqslant 0{,}71.$$

В то же время изменения коэффициента прозрачности, обусловленные зависимостью от массы, достигают 0,05—0,06. Сопоставление этих изменений указывает на полную невозможность сравнения значений коэффициентов прозрачности, полученных по наблюдениям при различных массах атмосферы. Например, в мае $p_2=0{,}723$, а $p_3=0{,}752$. Последнее значение соответствует величине p_2 в марте или октябре, хотя оба указанных коэффициента прозрачности рассчитаны по наблюдениям в мае. Все это свидетельствует, очевидно, о невозможности получить правильное суждение о действительном изменении прозрачности атмосферы в течение дня по изменению величины коэффициента прозрачности, рассчитанного для разных высот солнца.

Для того чтобы можно было сравнивать величины коэффициентов прозрачности, полученные при различных массах атмосферы, необходимо предварительно исключить зависимость коэффициентов прозрачности от массы. С этой целью было разработано большое число методов приведения коэффициентов прозрачности к какой-либо заданной массе атмосферы. Здесь

Таблица 50

Средний годовой ход коэффициента прозрачности в Баку для различных значений массы атмосферы

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
$p_{1,5}$	—	—	0,737	0,661	0,702	0,708	0,691	0,656	0,703	0,728	—	—	0,698
p_2	0,809	0,764	0,755	0,720	0,723	0,732	0,700	0,689	0,724	0,751	0,733	—	0,736
p_3	0,823	0,797	0,791	0,748	0,752	0,755	0,734	0,712	0,746	0,775	0,781	0,815	0,769

Таблица 51

Значения постоянных A_i, B_i, C_i и P_i в зависимости от массы атмосферы

	m														
	1	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0
A_i	0,336	0,364	0,390	0,411	0,432	0,450	0,468	0,485	0,502	0,519	0,535	0,552	0,569	0,586	0,602
B_i	0,358	0,385	0,411	0,432	0,453	0,471	0,489	0,506	0,524	0,541	0,558	0,575	0,592	0,609	0,626
C_i	10	10	11	—	12	—	15	—	20	—	25	—	30	—	35
P_i	0,820	0,830	0,840	—	0,850	—	0,860	—	0,870	—	0,880	—	0,885	—	0,890

будут рассмотрены лишь те методы приведения, которые следует считать наиболее надежными.

Один из таких методов приведения коэффициента прозрачности к заданной массе был разработан П. Н. Тверским. Как показал Тверской, значения коэффициентов прозрачности при различных массах атмосферы связаны между собой следующим соотношением:

$$p_m = p_i \left(\frac{m}{i}\right)^{a_i}, \tag{5.12}$$

где i — значение массы атмосферы, при котором наблюдалось значение коэффициента прозрачности p_i; m — значение любой другой массы; a_i — некоторая постоянная при данном состоянии прозрачности атмосферы величина.

Анализ данных наблюдений показал далее, что с достаточной степенью точности зависимость между a_i и p_i можно считать линейной

$$a_i = A_i - B_i p_i, \tag{5.13}$$

где A_i и B_i — постоянные для данной массы атмосферы величины (табл. 51).

При высокой прозрачности атмосферы ($p_i > 0{,}8$) формула (5.13) оказывается не вполне точной и должна быть заменена следующим соотношением:

$$a_i = A_i - B_i p_i + C_i (p_i - P_i)^3. \tag{5.14}$$

Здесь P_i — значение коэффициента прозрачности, начиная с которого следует вводить поправочный член в формулу (5.13); C_i — постоянная для данной массы атмосферы величина (табл. 51).

С помощью формул (5.12) и (5.14) и табл. 51 задача приведения коэффициента прозрачности к любой заданной массе атмосферы решается без труда.

Необходимо заметить, что в практике актинометрических расчетов в настоящее время нет единого мнения по вопросу о приведении коэффициента прозрачности. Различные авторы в своих исследованиях приводят коэффициенты прозрачности к разным значениям массы атмосферы от $m=1$ до $m=3$. Следует считать наиболее целесообразным приведение коэффициента прозрачности к $m=2$, поскольку для большинства пунктов наблюдений возможно непосредственное определение коэффициента прозрачности p_2 по данным измерений потока прямой солнечной радиации.

Несколько более точный, чем рассмотренный выше, табличный метод приведения коэффициента прозрачности к заданной массе был предложен С. И. Сивковым. Используя наблюдения, произведенные в восьми пунктах на территории СССР, Сивков

составил для этих пунктов таблицу средних величин потока прямой солнечной радиации S_m при различном числе масс и различном состоянии прозрачности атмосферы. Данные этих наблюдений позволили получить значения S_m для величин m, изменяющихся от $m=1{,}5$ до $m=8{,}0$. Путем интерполяции между наблюденным значением S_m при $m=1{,}5$ и значением солнечной постоянной $S_0=1{,}88$ *кал/см²·мин* Сивков рассчитал величины потока прямой солнечной радиации для $m=1$ и $m=0{,}5$. Все это позволило затем вычислить для указанных выше восьми пунктов коэффициенты прозрачности атмосферы в диапазоне $0{,}5 \leqslant m < 8$. Результаты этих вычислений были осреднены по всей рассматриваемой территории, и таким образом были получены для различных значений массы и различных состояний прозрачности атмосферы средние коэффициенты прозрачности, осредненные как по времени, так и по обширной территории.

Для того чтобы устранить необходимость каких бы то ни было вычислений при осуществлении приведения коэффициента прозрачности к заданной массе атмосферы, Сивков составил таблицу всех возможных значений коэффициентов прозрачности атмосферы при изменении массы атмосферы от $m=0{,}5$ до $m=8$. По этой таблице, приведенной в приложении 1, можно сразу определить по имеющемуся значению коэффициента прозрачности при определенной массе атмосферы величину соответствующего коэффициента прозрачности при любой другой массе. Сопоставив результаты приведения коэффициентов прозрачности таким методом и по формулам П. Н. Тверского, Сивков обнаружил лишь небольшие расхождения. Например, приведение к p_1 по формулам Тверского дает почти всегда несколько более высокие значения p_1, чем по таблице Сивкова.

Для приведения коэффициентов прозрачности к заданной массе атмосферы может быть использована также следующая эмпирическая формула, описывающая связь между потоками солнечной радиации при массах m_1 и m_2:

$$S_{m_2} = 1{,}91\left(\frac{S_{m_1}}{1{,}91}\right)^{\frac{\frac{1}{m_1}+0{,}15}{\frac{1}{m_2}+0{,}15}}. \qquad (5.15)$$

С помощью этой формулы можно по измеренному значению S_{m_1} найти величину потока солнечной радиации при любой другой атмосферной массе S_{m_2} (например, $m=2$). После этого коэффициент прозрачности p_2 нетрудно рассчитать по формуле (5.11).

Поскольку в формуле (5.11), определяющей коэффициент прозрачности, фигурирует солнечная постоянная, необходимо сделать замечания относительно того, какой смысл имеет она в данном случае.

Нетрудно понять, что по смыслу определения солнечной постоянной, значения которой были приведены выше (§ 4), эта величина, строго говоря, не может быть использована для расчета прозрачности атмосферы или потоков солнечной радиации по формуле (5.11) или аналогичным соотношениям, которые будут рассмотрены далее в настоящем параграфе. Действительно, при определении такой «астрономической» солнечной постоянной учитываются спектральные составляющие интегрального потока солнечной радиации, которые совершенно не наблюдаются на уровне земной поверхности. Очевидно, что нет необходимости учитывать эти составляющие при определении солнечной постоянной, входящей в формулу (5.11). Солнечная постоянная, фигурирующая в этой формуле, должна отличаться по величине от астрономической. Определять подобную солнечную постоянную, которую И. Георги предложил назвать метеорологической, следует либо по методике, изложенной в § 4, но без введения ультрафиолетовой и инфракрасной поправок, либо на основе использования формул типа (5.11).

По оценке Георги, значение метеорологической солнечной постоянной составляет 1,80 *кал/см²·мин*. С. И. Сивков получил значение, равное 1,82 *кал/см²·мин*. Последняя величина выражена в Международной пиргелиометрической шкале 1956 г. Величина солнечной постоянной без учета ультрафиолетовой и инфракрасной поправок составляет по новой шкале, согласно данным Смитсонианского института, 1,854 *кал/см²·мин*; по данным М. Николе, 1,855 *кал/см²·мин*; по Ф. Джонсону, 1,841 *кал/см²·мин*.

Некоторый разнобой в значениях солнечной постоянной и необходимость уточнения ее величины в будущем требуют разработки простого способа пересчета коэффициентов прозрачности от одного значения солнечной постоянной к другому.

Х. Мюрк отметил, что, продифференцировав (5.11)

$$\Delta p_m = \frac{p_m}{m}\left(\frac{\Delta S_m}{S_m} - \frac{\Delta S_0}{S_0}\right), \tag{5.16}$$

легко видеть, что $\Delta p_m = 0$, если $\frac{\Delta S_m}{S_m} = \frac{\Delta S_0}{S_0}$. Это означает возможность использования, например, ранее опубликованных таблиц для определения коэффициента прозрачности по измеренным значениям S_m, если изменить последние в соответствующей пропорции.

Можно, разумеется, и непосредственно пересчитать коэффициенты прозрачности, воспользовавшись соотношением

$$\Delta p_m = -\frac{p_m}{m}\frac{\Delta S_0}{S_0}. \tag{5.16а}$$

Ниже указаны значения $\frac{\Delta S_m}{S_m}$, соответствующие переходу от трех различных величин солнечной постоянной к $S_0 = 1{,}98$ *кал/см²·мин*, соответствующей стандарту Международной комиссии по радиации:

S_0 *кал/см²·мин*	$\frac{\Delta S_m}{S_m}$ %
1,88	—5,1
1,94	—2,0
1,91	—3,0

Следует заметить, что введение подобных поправок сравнительно мало изменяет конечный результат. Об этом можно судить по данным табл. 49, в которой приведены значения коэффициента прозрачности идеальной атмосферы, рассчитанные по различным исходным величинам солнечной постоянной. Это следует и из табл. 52, в которой приведены результаты вычислений Δp_m по формуле (5.16а), сделанных Х. Мюрком для случая перехода от $S_0 = 1{,}88$ *кал/см²·мин* к $S_0 = 1{,}98$ *кал/см²·мин*.

Таблица 52

Поправки к коэффициентам прозрачности

p_3	m						
	1	1,5	2	3	4	5	8
0,85	—0,031	—0,021	—0,016	—0,011	—0,008	—0,006	—0,004
0,80	—0,029	—0,020	—0,015	—0,010	—0,008	—0,006	—0,004
0,75	—0,027	—0,018	—0,014	—0,010	—0,007	—0,006	—0,004
0,70	—0,024	—0,017	—0,013	—0,009	—0,007	—0,006	—0,004
0,65	—0,022	—0,016	—0,012	—0,009	—0,007	—0,006	—0,004
0,60	—0,021	—0,015	—0,011	—0,008	—0,006	—0,005	—0,004

Отметим, что описанная методика приведения может быть применена и для других характеристик прозрачности атмосферы, зависящих от отношения $\frac{S_m}{S_0}$.

Разработка методов приведения коэффициентов прозрачности атмосферы к заданной массе позволила в некоторой степени устранить нерепрезентативность этой количественной характеристики прозрачности атмосферы, связанную с зависимостью ее от массы атмосферы. Однако следует подчеркнуть, что рассмотренные выше методы приведения могут быть применены лишь для обработки осредненных данных наблюдений. Когда же дело касается коэффициентов прозрачности, рассчитанных по данным неосредненных наблюдений, то ценность этих величин стано-

вится весьма сомнительной. Это обстоятельство побудило многих авторов к тому, чтобы попытаться получить иные характеристики прозрачности атмосферы, которые не обладали бы зависимостью от массы. Рассмотрим теперь некоторые результаты такого рода работ.

2. Фактор мутности. Весьма широкое распространение получила характеристика прозрачности атмосферы, предложенная Ф. Линке и получившая название фактора мутности. Как уже было показано, ослабление солнечной радиации в атмосфере обусловлено в основном тремя факторами: молекулярным рассеянием, рассеянием и поглощением радиации водяным паром и каплями жидкой воды, рассеянием и поглощением радиации пылью. Принимая это во внимание, представим оптическую толщину атмосферы в направлении вертикали θ_λ следующим образом:

$$\theta_\lambda = \int_0^\infty k_\lambda \rho \, dh + \int_0^\infty a_{w,\lambda} \rho_w \, dh + \int_0^\infty a_{d,\lambda} \rho_d \, dh, \qquad (5.17)$$

где k_λ — массовый коэффициент молекулярного рассеяния, ρ — плотность воздуха, $a_{w,\lambda}$ — массовый коэффициент ослабления радиации водяным паром, ρ_w — плотность водяного пара (абсолютная влажность), $a_{d,\lambda}$ — массовый коэффициент ослабления радиации пылью, ρ_d — концентрация пыли.

Определим теперь монохроматический фактор мутности T_λ по соотношению

$$\theta_\lambda = T_\lambda \int_0^\infty k_\lambda \rho \, dh. \qquad (5.18)$$

Как видно, T_λ представляет собой отношение оптической толщины атмосферы в направлении вертикали θ_λ к соответствующей оптической толщине атмосферы, рассчитанной с учетом только молекулярного рассеяния. Поскольку величины θ_λ и $\int_0^\infty k_\lambda \rho dh$ можно также рассматривать как коэффициенты ослабления радиации, рассчитанные для всего вертикального столба атмосферы, то T_λ можно определить как отношение коэффициента общего ослабления к коэффициенту ослабления вследствие молекулярного рассеяния.

Таким образом, фактор мутности T_λ характеризует соотношение между прозрачностью реальной атмосферы и прозрачностью идеальной атмосферы, в которой ослабление солнечной радиации обусловлено только молекулярным рассеянием.

С учетом (5.18) формула, определяющая общее ослабление монохроматического потока прямой солнечной радиации при дан-

ном зенитном расстоянии солнца (данной массе атмосферы m), может быть представлена в виде

$$S_{m,\lambda} = S_{0,\lambda} e^{-T_\lambda m \int_0^\infty k_\lambda \rho \, dh}.$$

Или, имея в виду, что величина $q_\lambda = e^{-\int_0^\infty k_\lambda \rho dh}$ представляет собой монохроматический коэффициент прозрачности идеальной атмосферы, напишем

$$S_{m,\lambda} = S_{0,\lambda} q_\lambda^{mT_\lambda}. \tag{5.19}$$

Последнее соотношение позволяет дать еще одно, очень наглядное истолкование фактора мутности T_λ. Как видно, фактор мутности показывает, во сколько раз следует увеличить массу идеальной атмосферы для того, чтобы общее ослабление солнечной радиации в идеальной атмосфере было тождественно общему ослаблению радиации реальной атмосферой.

На основании (5.19) получим для полного потока прямой солнечной радиации S_m такое выражение:

$$S_m = \int_0^\infty S_{0,\lambda} q_\lambda^{mT_\lambda} \, d\lambda.$$

Если ввести осредненные по всему спектру солнечной радиации значения q_m и T_m, то найдем

$$S_m = S_0 q_m^{mT}; \tag{5.20}$$

здесь T — интегральный фактор мутности.

Сравнение формул (5.11) и (5.20) показывает, что интегральный фактор мутности T может быть следующим образом выражен через коэффициенты прозрачности p_m и q_m:

$$T = \frac{\ln p_m}{\ln q_m} = \frac{\theta_0}{\theta_{0,\text{ид}}} = \frac{\theta_0(0)}{\theta_{0,\text{ид}}(0)}, \tag{5.21}$$

где θ_0 и $\theta_{0,\text{ид}}$ — оптические толщины реальной и идеальной атмосфер, соответствующие направлению, определяемому значением массы m; $\theta_0(0)$ и $\theta_{0,\text{ид}}(0)$ — оптические толщины реальной и идеальной атмосфер в направлении вертикали.

Эта формула может быть использована для расчета фактора мутности T по вычисленному теоретически значению q_m и полученной из данных наблюдений величине p_m. Производя такого рода расчеты, необходимо иметь в виду следующие обстоятельства. Как отмечалось выше, значения коэффициента прозрачности идеальной атмосферы вычислены лишь для случая некоторой стандартной атмосферы. В действительности величины q_m,

соответствующие данной реальной атмосфере, будут колебаться в зависимости от значения давления P_0 на уровне земной поверхности. Поэтому, если понимать m как «относительную» массу, необходимо каждый раз рассчитывать q_m для данного значения P_0. Если этого не делать и использовать всегда одно и то же «нормальное» значение q_m, то при этом изменится и смысл, и величина фактора мутности. М. С. Аверкиев рассчитал для различных значений P_0 величины отношения $K=\frac{T}{T'}$, где T — фактор мутности, вычисленной с учетом зависимости q_m от P_0; T' — «абсолютный» фактор мутности, полученный при использовании одного и того же стандартного значения q_m, соответствующего $P_0=760$ *мм*. Результаты этих расчетов для $m=2$ показывают (табл. 53), что при небольших колебаниях давления (около 20—30 *мм*) различие между T и T' очень невелико; однако оно значительно возрастает при больших изменениях давления.

Таблица 53

Величины отношения факторов мутности $K=\frac{T}{T'}$ при $m=2$

P_0 *мм*	K	P_0 *мм*	K	P_0 *мм*	K	P_0 *мм*	K
780	0,980	690	1,085	600	1,220	510	1,391
770	0,991	680	1,099	590	1,238	500	1,417
760	1,000	670	1,113	580	1,256	450	1,547
750	1,012	660	1,128	570	1,275	400	1,711
740	1,024	650	1,143	560	1,294	350	1,923
730	1,036	640	1,157	550	1,311	300	2,221
720	1,049	630	1,172	540	1,329	—	—
710	1,062	620	1,189	530	1,350	—	—
700	1,073	610	1,205	520	1,369	—	—

Величины фактора мутности могут быть также рассчитаны с помощью следующих двух соотношений, вытекающих из формулы (5.20):

$$T=\frac{1}{m\ln q_m}\ln\frac{S_m}{S_0}=Q_m\ln\frac{S_m}{S_0}, \tag{5.22}$$

$$T=\frac{\ln S_m-\ln S_0}{\ln S_{m,\text{ид}}-\ln S_0}. \tag{5.23}$$

Здесь $Q_m=-\frac{1}{m\ln q_m}$ представляет собой величину, которая может быть рассчитана теоретически. То же самое относится и к $S_{m,\text{ид}}$ — потоку прямой солнечной радиации у земной поверхности в случае идеальной атмосферы.

Следует подчеркнуть, что при использовании этих формул для расчета T, так же как и в случае применения соотношения (5.21), нельзя пользоваться табличными значениями q_m или $S_{m,\text{ид}}$, полученными для стандартной идеальной атмосферы. Строго говоря, необходимо каждый раз специально вычислять q_m и $S_{m,\text{ид}}$ для данного значения давления P_0. Легко понять, однако, что такого рода вычисления не нужно производить, если определять q_m или $S_{m,\text{ид}}$ соответственно значению m, понимаемому как «абсолютная» масса. Естественно, что если мы определяем, например, q_m по таблице для стандартной атмосферы при $m_1 = m(P/P_0)$, то получающееся при этом значение q_m соответствует фактической прозрачности атмосферы в направлении, определяемом значением относительной массы m при давлении на уровне земной поверхности, равном P.

Может показаться, что величина фактора мутности не зависит от давления на уровне земной поверхности, поскольку, согласно (5.21), фактор мутности определяется как отношение оптических толщин. Необходимо, однако, иметь в виду, что если оптическая толщина идеальной атмосферы прямо пропорциональна давлению, то для оптической толщины реальной атмосферы такое соотношение не имеет места. Что касается величин m, p_m и S_m, входящих в формулы (5.21)—(5.23), то все они должны соответствовать относительным значениям m при данной высоте солнца. Это последнее замечание необходимо иметь в виду в особенности потому, что некоторые авторы рассчитывали фактор мутности T, вычисляя все входящие в указанные выше формулы величины соответственно значениям абсолютной массы. Такой способ вычисления T является, как это ясно из вышеизложенного, неправильным.

Введение фактора мутности было вызвано стремлением получить количественную характеристику прозрачности атмосферы, величина которой не зависела бы от того, при какой массе атмосферы (высоте солнца) она определяется. Как уже отмечалось, зависимость коэффициента прозрачности от массы обусловлена в основном влиянием избирательности молекулярного рассеяния и поглощения солнечной радиации. Фактор мутности определяется как количественная характеристика прозрачности атмосферы, показывающая, в какой мере прозрачность реальной атмосферы отличается от прозрачности идеальной атмосферы. Естественно поэтому, что введение такой «относительной» характеристики прозрачности исключит эффект зависимости от массы, обусловленный избирательностью молекулярного рассеяния. Следует ожидать, таким образом, что фактор мутности должен в меньшей степени зависеть от массы атмосферы, чем коэффициент прозрачности. Так и обстоит дело в действительности. Однако, хотя и в меньшей степени, чем коэффициент прозрачности, фактор мутности все же зависит от массы. Об этом свидетельст-

вуют, например, результаты расчетов И. Н. Ярославцева по данным актинометрических наблюдений в Ташкенте (табл. 54).

Таблица 54

Среднегодовые значения фактора мутности в Ташкенте

Год	m	
	1,5	2
1926	—	2,64
1927	3,09	2,83
1928	2,67	2,44
1929	2,87	2,68
1930	2,89	2,72
1931	2,95	2,70
Средние	2,89	2,67

При выполнении этих расчетов Ярославцев трактовал m как абсолютную массу, вводя во всех случаях поправку на давление. Хотя такой способ вычисления m и не является, как отмечалось выше, вполне правильным, все же данные табл. 54 могут служить наглядной иллюстрацией зависимости фактора мутности от массы атмосферы. Как и следовало ожидать, величина фактора мутности уменьшается с увеличением массы атмосферы. Такая зависимость T от m находится в согласии с изложенными выше качественными соображениями по поводу зависимости характеристики прозрачности от массы, а также с тем вытекающим из наблюдений фактом, что коэффициент прозрачности возрастает с увеличением массы.

Исключение зависимости фактора мутности от массы может быть достигнуто путем приведения величин T, относящихся к различным m, к одному определенному значению массы атмосферы. Так как, согласно (5.21), фактор мутности определяется как отношение логарифмов коэффициентов прозрачности реальной и идеальной атмосфер, то для приведения фактора мутности к заданной массе могут быть использованы рассмотренные выше методы приведения коэффициента прозрачности. Воспользовавшись, например, формулами П. Н. Тверского, получим

$$T_m = \frac{\ln p_m}{\ln q_m} = \frac{\ln p_i + a_i \ln \frac{m}{i}}{\ln q_i + a_{i,\text{ид}} \ln \frac{m}{i}} =$$

$$= \frac{T_i + \frac{a_i}{\ln q_i} \ln \frac{m}{i}}{1 + \frac{a_{i,\text{ид}}}{\ln q_i} \ln \frac{m}{i}} = \frac{T_i + b_i \ln \frac{m}{i}}{1 + c_i \ln \frac{m}{i}}. \qquad (5.24)$$

Здесь $b_i = \frac{a_i}{\ln q_i}$ и $c_i = \frac{a_{i,\text{ид}}}{\ln q_i}$ — постоянные для данной массы величины, которые могут быть рассчитаны теоретически.

Необходимость приведения фактора мутности к заданной массе для получения сравнимых данных является, конечно, обстоятельством, осложняющим практическое использование этой характеристики прозрачности атмосферы. Поэтому Ф. Линке предложил видоизменить определение фактора мутности с той целью, чтобы уменьшить зависимость его от массы. Как уже отмечалось, зависимость T от m обусловлена в основном влиянием избирательного поглощения. Если относить поэтому фактор мутности не к сухой и чистой атмосфере, а к чистой атмосфере, содержащей некоторое количество водяного пара, то ясно, что таким образом можно в значительной мере исключить эффект зависимости фактора мутности от массы, обусловленный влиянием избирательного поглощения. В умеренных широтах среднее содержание водяного пара w_∞ в столбе атмосферы единичного сечения (1 $см^2$) составляет около 1 $г/см^2$ (1 $см$ осажденной воды). Поэтому Ф. Линке предложил ввести так называемый новый фактор мутности θ, рассматриваемый по отношению к чистой атмосфере, содержащей 1 $г/см^2$ водяного пара. Фактор мутности θ может быть рассчитан по формулам, аналогичным (5.21)—(5.23). Величины q_m, Q_m, $S_{m,\text{ид}}$, входящие в эти формулы, должны быть, однако, вычислены теперь для указанной выше идеальной влажной атмосферы. Хотя новый фактор мутности θ обладает определенными достоинствами по сравнению с фактором мутности T, Международная комиссия по радиации не рекомендовала использовать его. Это решение аргументировано тем, что всегда имеет место неравенство $T > 1$, тогда как θ в условиях сухой атмосферы может быть и меньше единицы.

Весьма широкое использование в актинометрической практике нашел коэффициент мутности Онгстрема. Подробное описание этой количественной характеристики прозрачности атмосферы было дано в § 5 главы IV.

3. Формула В. Г. Кастрова. Найдя приближенные аналитические представления распределения энергии во внеатмосферном спектре солнечной радиации и спектральной прозрачности атмосферы, В. Г. Кастров получил на этой основе следующую простую формулу для интегрального потока солнечной радиации на уровне земной поверхности:

$$S_m = \frac{S_0}{1 + cm}, \tag{5.25}$$

где c является количественной характеристикой прозрачности атмосферы. Эта формула нашла весьма широкое распространение в практике актинометрических расчетов. С помощью формулы Кастрова при определенном из наблюдений значении ко-

эффициента c можно с удовлетворительной степенью точности рассчитывать ослабление прямой солнечной радиации в атмосфере, как это было показано С. И. Савиновым, Р. С. Корсак, И. Н. Ярославцевым и другими авторами, проверявшими формулу на материале обширных актинометрических наблюдений. Использование формулы (5.25) при расчете сумм солнечной радиации оказывается также весьма удобным и вполне удовлетворительным с точки зрения точности получаемых результатов.

Остановимся теперь на характеристике численных значений коэффициента c, входящего в формулу Кастрова. С. И. Сивков рассчитал величины c для различных значений массы и прозрачности атмосферы на основании данных измерений потока солнечной радиации S_m, осредненных по наблюдениям восьми пунктов СССР (табл. 55). Состояние прозрачности атмосферы характеризовалось значением интегрального коэффициента прозрачности p_2, рассчитанным для $m=2$. Значение солнечной постоянной, принятое при этих расчетах, составляло 1,88 *кал/см²·мин.*

Таблица 55

Величины коэффициента c в формуле Кастрова

p_2	m						
	1	1,5	2	3	4	5	8
0,60	0,775	0,827	0,862	0,879	0,974	1,079	1,381
0,65	0,577	0,605	0,631	0,641	0,664	0,710	0,854
0,70	0,474	0,490	0,494	0,487	0,488	0,516	0,576
0,75	0,367	0,376	0,365	0,356	0,353	0,360	0,383
0,80	0,289	0,292	0,281	0,271	0,267	0,269	0,272
0,85	0,218	0,222	0,207	0,203	0,198	0,199	0,194

Как видно из табл. 55, коэффициент c является весьма чувствительной характеристикой прозрачности атмосферы. Коэффициент прозрачности p_2 изменяется в рассматриваемых случаях значительно меньше, чем коэффициент c. Например, уменьшению p_2 на 29% соответствует при $m=1$ увеличение c примерно в 3,5 раза. Таблица 55 обнаруживает, однако, что коэффициент c не является вполне однозначной количественной характеристикой прозрачности атмосферы. Действительно, при данном состоянии прозрачности атмосферы (характеризуемом определенным значением p_2) величина коэффициента c изменяется в зависимости от массы атмосферы (и, следовательно, в зависимости от высоты солнца). При высокой прозрачности атмосферы ($p_2=0{,}85$) изменения коэффициента c в зависимости от m сравнительно невелики, причем c уменьшается с ростом m. При малой прозрачности ($p_2<0{,}70$; $c>0{,}4$) зависимость коэффициента c от массы становится значительно более существенной, причем c возрас-

тает с увеличением m. При средних условиях прозрачности ($p_2 = 0{,}75$) величина c имеет наименьшее значение при $m = 4$, возрастая как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения m.

Как видно из табл. 55, зависимость коэффициента c от массы атмосферы сравнительно невелика при $m \leqslant 3$. В этой области значений m изменения c, обусловленные колебаниями прозрачности атмосферы, намного превосходят те значения этого коэффициента, которые связаны с зависимостью c от массы атмосферы. Таким образом, в интервале от $m = 3$ до полудня до $m = 3$ после полудня величину коэффициента c практически можно считать постоянной, не зависящей от массы атмосферы. К такого же рода выводу пришел И. Н. Ярославцев, рассчитавший величины коэффициента c для различных m по данным наблюдений в Ашхабаде. Так как практически наиболее существенно производить вычисления c по формуле (5.25) для $m \leqslant 3$, то отсюда вытекает, что введенную В. Г. Кастровым количественную характеристику прозрачности атмосферы — коэффициент c — следует рассматривать как сравнительно удачную для практических целей. То же самое относится, естественно, и к формуле (5.25), определяющей функциональный вид зависимости ослабления солнечной радиации в атмосфере от массы m.

4. Формула Х. Мюрка. Как показал Мюрк, однозначное описание общего ослабления солнечной радиации в атмосфере возможно лишь в том случае, если вместо одного ввести два параметра, характеризующие прозрачность атмосферы. Формула Мюрка имеет следующий вид:

$$S_m = S_0 p_1^m m^{Bm}. \tag{5.26}$$

Здесь p_1 — коэффициент прозрачности при $m = 1$ и параметр B служат количественными характеристиками прозрачности атмосферы.

Нетрудно показать, что, имея значения потоков солнечной радиации, измеренных при двух различных атмосферных массах m и n, можно рассчитать величины p_1 и B по формулам:

$$\lg p_1 = \frac{n \lg n\,(\lg S_m - \lg S_0) - m \lg m\,(\lg S_n - \lg S_0)}{mn\,(\lg n - \lg m)}, \tag{5.27}$$

$$B = \frac{m\,(\lg S_n - \lg S_0) - n\,(\lg S_m - \lg S_0)}{mn\,(\lg n - \lg m)}. \tag{5.28}$$

Поскольку расчеты по этим формулам не очень удобны, Мюрк построил номограмму, приведенную в приложении 6, которая позволяет без труда определять характеристики прозрачности атмосферы p_1 и B. По этой номограмме легко рассчитать также коэффициент прозрачности p_m, фактор мутности T_m и величину $\tau = \frac{B}{B^*}$, где B^* — параметр B, относящийся к условиям идеальной атмосферы.

Изолинии номограммы соответствуют одинаковым значениям потока солнечной радиации. По оси абсцисс отложены атмосферные массы; по осям ординат — значения характеристик прозрачности. Найдя на номограмме точку с координатами (m, S_m), соответствующую измеренной величине S_m, искомую величину p_1 найдем в точке пересечения данной изолинии S и оси ординат (шкала p). Соответствующая величина p_m является ординатой рассматриваемой точки (m, S_m) на шкале p. Параметр B получится путем отсчета на шкале B ординаты точки пересечения прямой, проходящей через точки O (шкала в правом верхнем углу бланка номограммы) и (m, S_m), с осью ординат. Аналогичным образом может быть найден фактор мутности T_m. Только в этом случае упомянутая прямая должна проходить через точки O (правый верхний угол бланка) и (m, S_m).

Рассмотрим в качестве иллюстрации следующий пример. Пусть $m=2{,}5$ и $S=1{,}12$ *кал/см²·мин*. Тогда по номограмме получим $p_m=0{,}813$; $T_m=2{,}53$ и $B=0{,}0563$.

Очевидно, что рассматриваемая номограмма может быть использована также для приведения p_m, T_m и S_m к заданной атмосферной массе. Для этого надо соединить прямой точки (m, S_m) и O. После этого значения p_m и T_m при любой другой массе получим как ординаты точек указанной прямой, соответствующие заданным атмосферным массам, на шкалах p и T. Пересечение прямой с изолинией S при заданном m указывает значение S_m, соответствующее данному m.

Для упомянутого выше примера величины p_m, T_m и S_m при различных атмосферных массах представлены в следующей таблице:

m	1	2	3	4
p_m	0,772	0,803	0,821	0,835
T_m	2,62	2,55	2,49	2,46
S_m	1,45	1,22	1,04	0,91

5. Индекс мутности Л. Г. Махоткина. Махоткин предложил характеристику прозрачности, которая несколько напоминает фактор мутности Линке, но значительно отличается от него по существу. Анализируя данные актинометрических наблюдений в Карадаге, Махоткин показал, что в интервале $0{,}1 \leqslant S_m \leqslant 0{,}6$ справедливо соотношение

$$S_m + 0{,}49\,(S_m - 0{,}81)^3 = 1{,}425 - 1{,}12 \lg m. \qquad (5.29)$$

Условимся считать атмосферу, для которой справедливо соотношение (5.29), стандартной. Если измеренное значение потока солнечной радиации при атмосферной массе m^* составляет S_{m^*}, определим из (5.29) значение m, соответствующее $S_m = S_{m^*}$.

Введем теперь в качестве характеристики прозрачности следующий индекс мутности:

$$N = \frac{m}{m^*} . \qquad (5.30)$$

Естественно, что возможны случаи $N \gtrless 1$. Индекс мутности имеет ясный физический смысл, показывая, сколько стандартных атмосфер нужно взять, чтобы получить наблюдаемое значение потока солнечной радиации при данной высоте солнца.

Для облегчения вычислений индекса мутности Х. Мюрк построил специальную номограмму, на которой изображены изолинии S в системе координат ($\lg N$, $\lg m$) (приложение 7). Значение N, соответствующее измеренному S_m, получается по этой номограмме как ордината точки (m, S_m).

В 1940 г. П. Мун предложил модель «стандартной летней атмосферы» для описания средних оптических свойств атмосферы. Л. Г. Махоткин вычислил значения индекса мутности для этой атмосферы.

m	1	2	3	4	5	Среднее N
N	1,05	1,04	1,04	1,04	1,06	$1{,}05 \pm 0{,}01$

Из этой таблицы видно, что стандартная атмосфера Муна весьма близко соответствует стандартной атмосфере, принятой Махоткиным для расчетов индекса мутности. В то же время она демонстрирует практическое отсутствие зависимости N от атмосферной массы.

Л. Г. Махоткин рассчитал также изменения индекса мутности в годовом ходе для различных пунктов (табл. 56).

Обилие количественных характеристик прозрачности атмосферы (здесь были рассмотрены только наиболее важные) делает очень важной проблему сопоставления их и выбора наиболее рациональных из них. Как уже отмечалось выше, основным критерием подобного выбора должно служить соотношение между «чувствительностью» характеристики к прозрачности атмосферы и зависимостью от атмосферной массы. Для количественного выражения этого соотношения Х. Мюрк предложил ввести коэффициент рациональности r_f, определяемый формулой

$$r_f = \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial S} : \frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial m} . \qquad (5.31)$$

Здесь f — характеристика прозрачности, а производные $\frac{\partial f}{\partial S}$ и $\frac{\partial f}{\partial m}$ определяют ее зависимость от потока солнечной радиации (прозрачности атмосферы) и атмосферной массы. Вычисление коэффициента рациональности для рассмотренных выше характеристик прозрачности показало, что наиболее адекватными являются характеристики прозрачности, предложенные Махоткиным и Мюрком.

Таблица 56

Годовой ход индекса мутности

Пункт наблюдений	Широта, *град*	Высота над ур. м., *м*	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Среднее
Эксдалемюир . .	55,3 С	244	0,69	0,79	0,88	1,09	0,94	1,02	0,87	0,98	0,87	0,73	0,77	0,69	0,86
Модена	44,6	51	0,83	1,27	0,94	1,21	1,08	1,34	1,24	1,06	1,26	0,85	0,80	0,84	1,07
Хелуан	29,9	116	0,95	0,70	0,69	0,77	0,77	0,76	0,76	0,76	0,78	0,84	0,82	0,78	0,78
Джакарта . . .	6,2 Ю	8	1,25	1,40	1,10	1,00	1,06	1,00	1,05	1,26	1,62	1,85	1,38	1,24	1,30
Ароза	46,8 С	1860	0,32	0,32	0,34	0,39	0,45	0,45	0,46	0,42	0,42	0,37	0,31	0,30	0,38
Ароза (приведено к уровню моря)	46,8	1860	0,40	0,40	0,43	0,49	0,56	0,56	0,58	0,53	0,53	0,47	0,40	0,39	0,48

§ 7. Некоторые данные наблюдений над изменениями состояния прозрачности атмосферы

В § 6 уже были приведены некоторые данные о величинах различных характеристик прозрачности атмосферы, позволяющие судить о наблюдаемых изменениях прозрачности. Здесь этот вопрос будет рассмотрен несколько подробнее. Необходимо, однако, иметь в виду, что приводимые ниже величины характеристик прозрачности рассчитывались различным образом, поэтому сравнение этих величин в ряде случаев может быть лишь качественным.

1. Дневной ход прозрачности атмосферы. Совершенно естественно, что прозрачность атмосферы не остается постоянной в течение дня. Можно поэтому говорить о дневном ходе прозрачности. Исследование дневного хода прозрачности атмосферы представляет собой задачу весьма сложную и до сих пор мало изученную. Как уже отмечалось, все характеристики прозрачности атмосферы в той или иной мере обладают кажущимся дневным ходом, обусловленным зависимостью этих характеристик от массы. В то же время методы приведения характеристик прозрачности к заданной массе, позволяющие исключить зависимость от массы, являются вполне надежными лишь для осредненных величин прозрачности. Все это указывает на то, что для исследования дневного хода прозрачности атмосферы необходимо воспользоваться такой характеристикой прозрачности, которая обладает минимальной зависимостью от массы. Одной из таких характеристик является новый фактор мутности θ. Исследования дневного хода θ обнаружили довольно различную дневную изменчивость θ в зависимости от условий наблюдения. В большинстве случаев, однако, в летнее время имеет место максимум θ в околополуденные часы. Причина этого лежит в повышенной запыленности в эти часы нижних слоев атмосферы вследствие сильно развитой конвекции. В зимнее время прозрачность атмосферы в течение дня изменяется значительно меньше; при этом в ряде случаев обнаруживается минимум фактора мутности (максимум прозрачности) в околополуденные часы. И в зимнее, и в летнее время прозрачность атмосферы после полудня обычно ниже, чем до полудня.

Как уже отмечалось, очень чувствительной характеристикой состояния прозрачности атмосферы является интенсивность околосолнечного ореола. Измерения интенсивности околосолнечного ореола позволяют установить наличие микроколебаний прозрачности атмосферы, происходящих за короткие промежутки времени. На рис. 69 показано изменение интенсивности околосолнечного ореола в течение 21 *мин* для трех различных дней на основании измерений, произведенных Н. Н. Калитиным. Как видно из рисунка, микроколебания прозрачности атмосферы в разные

дни различны. Например, 19 июля 1931 г. они выражены очень слабо, а в два других дня проявляются весьма ощутимо. В некоторых случаях (27 мая 1931 г.) обнаруживаются резкие скачки прозрачности атмосферы, характерные для дней с сильным ветром. Калитин объясняет их тем, что перед солнцем проносятся в таких случаях массы воздуха различной прозрачности.

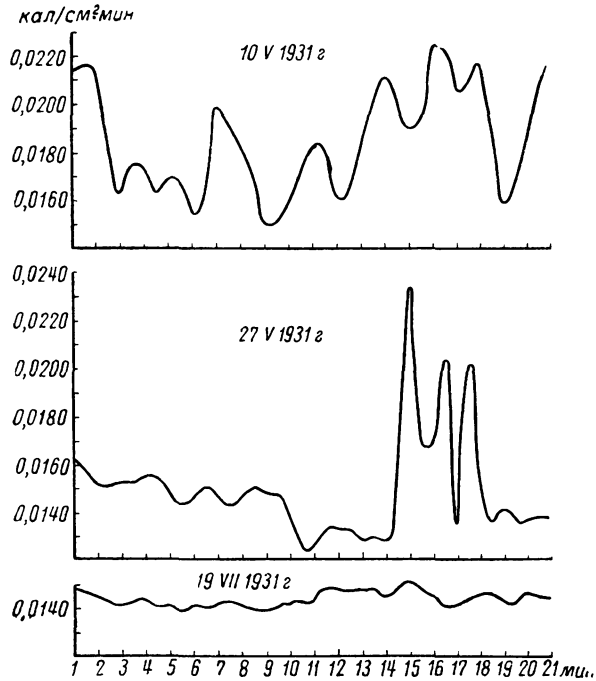


Рис. 69. Изменение интенсивности околосолнечного ореола в течение дня.

Таким образом, мы видим, что дневные колебания прозрачности атмосферы являются весьма сложными и очень существенно изменяются в зависимости от условий наблюдения (времени года, ветра и др.).

2. Годовой ход прозрачности атмосферы. Осредненные характеристики прозрачности атмосферы имеют сравнительно простой годовой ход с максимумом прозрачности в зимние месяцы и минимумом прозрачности в летние. Если же анализировать данные о годовом ходе прозрачности атмосферы, рассчитав характеристики прозрачности за сравнительно короткие промежутки времени, то годовые вариации прозрачности оказываются весьма сложными. Результаты таких детальных вычислений го-

дового хода коэффициента прозрачности в Павловске, выполненных Калитиным, изображены на рис. 70. Как видно из рисунка, детальный годовой ход коэффициента прозрачности весьма сложен и в разные годы различен. Это обусловлено, очевидно, особенностями изменения прозрачности атмосферы в те или иные

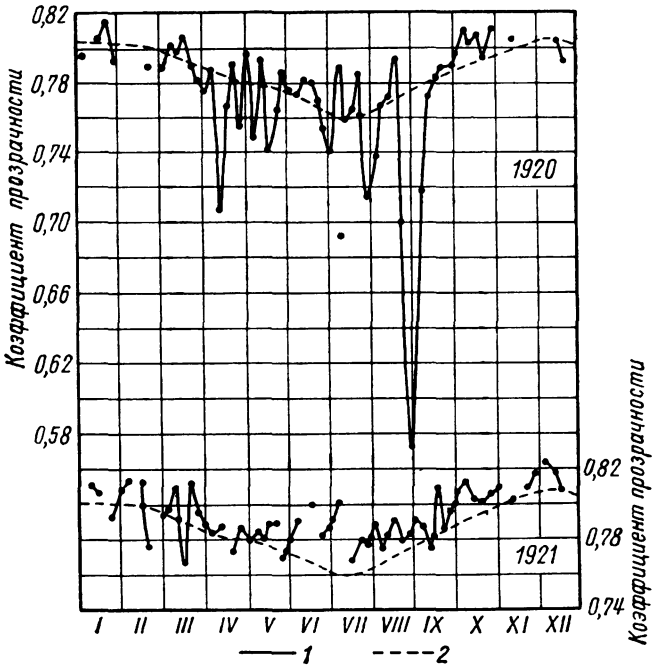


Рис. 70. Годовой ход коэффициента прозрачности в Павловске:
1 — детальный, *2* — осредненный годовой ход коэффициента прозрачности p_1 в 1920 и 1921 гг.

годы. Так, например, резкий минимум прозрачности в конце августа—начале сентября 1920 г. объясняется большими пожарами лесов в Ленинградской области в это время.

Поскольку годовой ход прозрачности атмосферы в различные годы неодинаков, то естественно, что среднегодовые величины характеристик прозрачности изменяются от года к году. Калитин рассчитал среднегодовые значения коэффициента прозрачности p_1 для Павловска за 31 год (табл. 57).

Как показывает приведенная таблица, при среднемноголетнем значении $p_1=0{,}745$ величины среднегодового коэффициента прозрачности в отдельные годы колеблются от 0,570 до 0,770. Следует отметить, что значительное понижение прозрачности ат-

Таблица 57

Среднегодовая величина коэффициента прозрачности p_1 для Павловска

Годы	p_1	Годы	p_1	Годы	p_1	Годы	p_1
1906	0,754	1914	0,710	1922	0,748	1930	0,754
1907	0,710	1915	0,734	1923	0,760	1931	0,750
1908	0,741	1916	0,738	1924	0,754	1932	0,755
1909	0,770	1917	0,714	1925	0,758	1933	0,754
1910	0,741	1918	0,741	1926	0,765	1934	0,745
1911	0,738	1919	0,751	1927	0,752	1935	0,757
1912	0,570	1920	0,721	1928	0,757	1936	0,754
1913	0,690	1921	0,748	1929	0,745	Средн.	0,745

мосферы в 1912—1914 гг. связано с засорением атмосферы вулканической пылью вследствие извержения вулкана Катмай на Аляске в 1912 г.

Расчеты годового хода фактора мутности T приводят к таким же выводам об основных закономерностях годового хода прозрачности атмосферы, что и те заключения, которые были получены выше на основании вычислений коэффициента прозрачности. Соответственно уменьшению прозрачности атмосферы в летнее время в годовом ходе фактора мутности T имеет место максимум, приходящийся на летние месяцы (см. табл. 59).

3. Географическая изменчивость прозрачности атмосферы. Расчеты географического распределения фактора мутности в северном полушарии показывают, что имеет место возрастание факторов мутности T и θ к югу, т. е. прозрачность атмосферы понижается с уменьшением широты.

Таблица 58

Географическое распределение фактора мутности

Широта, *град*	Декабрь и январь	Март	Июнь и июль	Сентябрь
90—60	1,6 (1,1)	1,9 (1,3)	2,3 (1,4)	2,2 (1,5)
60—50	2,5 (1,6)	2,6 (1,7)	3,2 (2,0)	2,9 (1,9)
50—40	3,0 (1,9)	3,5 (2,2)	4,1 (2,5)	3,6 (2,2)
40—20	3,8 (2,4)	4,0 (2,4)	4,4 (2,6)	4,2 (2,5)
20—0	4,6 (2,9)	4,6 (2,8)	4,6 (2,8)	4,6 (2,8)

Примечание. В скобках указаны численные значения фактора мутности θ.

В табл. 58 представлено географическое распределение фактора мутности в северном полушарии в различное время года. Данные этой таблицы следует рассматривать лишь как ориен-

тировочные и, по-видимому, несколько преувеличивающие зависимость T и θ от широты.

Необходимо заметить, что вообще в некоторых случаях роль уменьшения прозрачности атмосферы к югу преувеличивается. Так, например, на основании сопоставления данных актинометрических измерений в Павловске и Феодосии был сделан вывод о существенном уменьшении прозрачности атмосферы в южных прибрежных районах СССР. Как показал С. И. Сивков, феодосийские наблюдения нельзя считать репрезентативными, так как они производились в городских условиях повышенной мутности атмосферы. В действительности изменения средних величин прозрачности атмосферы на обширной территории от Павловска до Южного берега Крыма очень невелики. Это можно видеть из табл. 59, в которой приведен годовой ход фактора мутности T при $m=2$, рассчитанный Сивковым по наблюдениям над прямой солнечной радиацией в Павловске, Курске и Карадаге (Крым). Величины фактора мутности вычислялись по формуле $T_2=$ $=12{,}86 \lg \frac{S_0}{S_2}$, где $S_0=1{,}88$ *кал/см²·мин.*

Таблица 59

Годовой ход фактора мутности в Павловске (1906—1926 гг.), Курске (1927—1933 гг.) и Карадаге (1933—1937 гг.)

Пункт наблюдений	Широта, *град*	I	II	III	IV	V	VI	VII
Павловск . . .	60	1,90	2,19	2,42	2,65	2,94	3,04	3,15
Курск	52	2,02	2,19	2,10	2,61	2,94	3,04	3,31
Карадаг	45	2,15	2,33	2,65	2,70	2,99	2,94	3,10

Пункт наблюдений	Широта, *град*	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Павловск . . .	60	2,85	2,75	2,51	2,02	1,81	2,52
Курск	52	3,21	2,94	2,56	1,90	1,81	2,55
Карадаг	45	3,21	2,75	2,56	2,24	2,02	2,64

Как видно из табл. 59, фактор мутности значительно более медленно возрастает к югу, чем это вытекает из табл. 58, причем это возрастание проявляется только в отношении среднегодовых величин T. В отдельные же месяцы наблюдается и увеличение, и уменьшение фактора мутности к югу. Так как табл. 59 получена на основании непосредственных данных измерений, а величины табл. 58 рассчитаны приближенным образом, то следует отме-

тить, что, по-видимому, данные последней несколько преувеличивают зависимость фактора мутности от широты.

Аномальными в отношении прозрачности атмосферы являются Арктика и Антарктика. Как видно из табл. 60, в которой приведены рассчитанные Л. Г. Махоткиным величины индекса мутности, для полярных областей характерна исключительно высокая прозрачность атмосферы.

Таблица 60

Прозрачность атмосферы (индекс мутности) в Арктике и Антарктике

Станция	Широта, *град*	Период наблюдений	Число наблюдений	*N*		
				среднее	максимальное	минимальное
СП-2	76—79 С	IV—IX 1950	103	0,73	(1,7)	0,36
СП-4	81—83	IV—IX 1955	133	0,69	1,02	0,53
СП-5	83—87	V 1955—IV 1956	46	0,62	1,04	0,42
Моусон (Антарктика)	67, 6 Ю	III 1954—I 1955	89	0,47	1,06	0,22

Как показано С. В. Зверевой, важной особенностью арктических условий является малая амплитуда годового хода прозрачности атмосферы. Интересно также, что увеличение прозрачности с широтой наблюдается только до 80° с. ш. Севернее прозрачность несколько убывает, что обусловлено увеличением конденсационной мутности.

По данным З. Я. Субботиной, коэффициент прозрачности в Антарктике изменяется в пределах 0,80—0,90, причем наибольшая прозрачность атмосферы наблюдается на внутриматериковых станциях Комсомольская и Восток.

4. Изменение прозрачности атмосферы с высотой над уровнем моря. Совершенно очевидно, что должно иметь место увеличение прозрачности атмосферы с возрастанием высоты над уровнем моря. Некоторые данные по этому вопросу были приведены в главе IV. Указанный вывод подтверждается и данными измерений интегральной прозрачности атмосферы.

Так, например, расчеты коэффициента прозрачности, выполненные В. А. Белинским по наблюдениям над прямой солнечной радиацией на аэростате 12 августа 1946 г., приводят к следующим выводам. Коэффициент прозрачности, вычисленный по данным измерений в слое атмосферы ниже 900 *м*, колеблется в зависимости от массы атмосферы от 0,578 до 0,686. Измерения в слое 900—2300 *м* дают уже величины коэффициента прозрачности в пределах 0,728—0,756. В слое выше 2300 *м* коэффициент прозрачности возрастает до 0,824—0,891. Таким образом, в пределах нижних слоев атмосферы происходит значительное уменьшение коэффициента прозрачности с высотой. Следует заметить,

что приведенные данные получены путем расчета коэффициента прозрачности при абсолютном значении массы атмосферы m (вычислявшейся с поправкой на давление). Поэтому эти данные характеризуют не фактическую, а приведенную прозрачность атмосферы. Так как относительные значения массы, соответствующие данным абсолютным значениям, должны быть в рассматриваемом случае бóльшими, то это означает, что коэффициенты

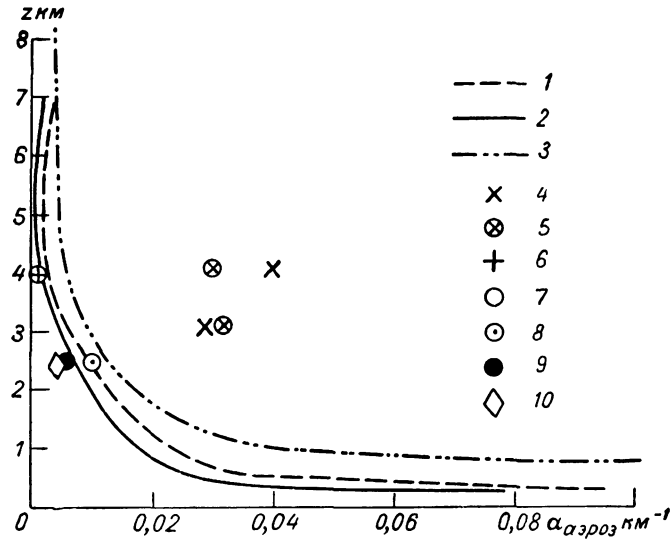


Рис. 71. Результаты самолетных (*1—3*) и высокогорных (*4—10*) измерений аэрозольного коэффициента ослабления.

ЦАО: *1*) λ=428 *т*μ, *2*) λ=495 *т*μ; *Круг-Пильстикер*: *3*) λ=540 *т*μ; *Родионов и др.*: *4*) λ=428 *т*μ, утро и вечер, *5*) λ=495 *т*μ, утро и вечер, *6*) λ=428 *т*μ, полдень, *7*) λ=495 *т*μ, полдень; *Соколова*: *8*) λ=432 *т*μ, *9*) λ=500 *т*μ; *Казачевский и Торопова*: *10*) λ=540 *т*μ.

прозрачности, характеризующие фактическую прозрачность атмосферы, должны быть также бóльшими, чем те, что указаны выше.

Весьма наглядную характеристику изменения прозрачности атмосферы с высотой дает рис. 71, на котором приведены результаты самолетных измерений аэрозольного коэффициента ослабления по данным Г. П. Фарапоновой и У. Круг-Пильстикер, а также некоторые данные наблюдений в горах (В. М. Казачевского и Т. П. Тороповой, С. Ф. Родионова и др., В. С. Соколовой). Аэрозольные коэффициенты ослабления вычислены как разность измеренных коэффициентов общего ослабления и вычисленных коэффициентов релеевского рассеяния. Поскольку последние изменяются с высотой сравнительно мало, кривые

рис. 71 достаточно точно отражают и вертикальный профиль общего коэффициента ослабления.

Как видно из рис. 71, в среднем прозрачность атмосферы убывает с высотой, особенно быстро в пределах нижних 3—4 *км*. Следует заметить, однако, что в отдельных случаях (как об этом уже говорилось в главе IV) наблюдается немонотонное изменение коэффициента ослабления с высотой. Так, например, по данным Г. П. Фарапоновой, в летнее время в слое 1—3 *км* очень часто имеет место слой сравнительно постоянной мутности.

Любопытная особенность данных рис. 71 состоит в том, что они указывают на бóльшую прозрачность атмосферы в горах, чем в свободной атмосфере на тех же высотах.

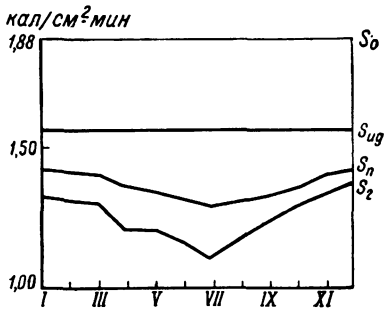


Рис. 72. Ослабление солнечной радиации водяным паром и аэрозолями (Павловск).

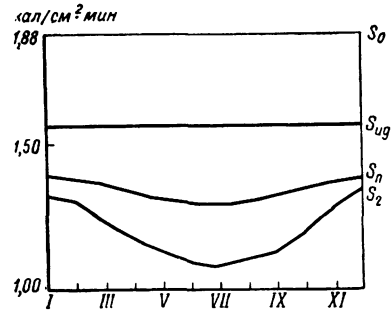


Рис. 73. Ослабление солнечной радиации водяным паром и аэрозолями (Ташкент).

Сравнение аэрозольного и релеевского коэффициентов ослабления показывает, что последний становится равным первому или превышает его на высотах более 3—4 *км*. Однако даже на высоте около 6 *км* оптическая толщина атмосферы значительно больше того значения, которое соответствует условиям сухой и чистой атмосферы. Это означает, что верхняя тропосфера и стратосфера являются сравнительно замутненными.

5. Соотношение между различными факторами, определяющими прозрачность атмосферы. Как мы видели выше, ослабление солнечной радиации в атмосфере обусловлено тремя основными факторами: молекулярным рассеянием, рассеянием на крупных частицах (аэрозольным ослаблением) и избирательным поглощением (прежде всего водяным паром). Рассмотрим теперь некоторые данные, характеризующие соотношение между названными ослабляющими факторами.

На рис. 72 и 73 представлены результаты расчетов Н. Н. Калитина для Павловска и Ташкента. Верхние прямые линии на этих рисунках характеризуют приход солнечной радиации на внешнюю границу атмосферы ($S_0 = 1{,}88$ *кал/см²·мин*). Расстоя-

ние между верхней и второй сверху линиями определяет ослабление солнечной радиации в сухой и чистой атмосфере при $m=2$. Расстояние между прямыми $S_{\text{ид}}$ и $S_{\text{п}}$ численно равно величине поглощения солнечной радиации в атмосфере. Последняя рассчитывалась по формуле Ф. Мёллера $\Delta S=0{,}172\ (mw_{\infty})^{0{,}3028}$. Нижняя кривая характеризует наблюдаемый при $m=2$ годовой ход прямой солнечной радиации. Очевидно, что расстояние между кривыми $S_{\text{п}}$ и S_2 определяет величину аэрозольного ослабления прямой солнечной радиации. Таким образом, рис. 72 и 73 позволяют наглядно проследить изменение соотношения между различными ослабляющими факторами в течение года в Павловске и Ташкенте. Как видно, в обоих случаях влияние избирательного поглощения и аэрозольного ослабления максимально в летнее время. Причина этого заключается, очевидно, в том, что в летнее время атмосфера является наиболее влажной и запыленной.

Соотношение между различными факторами ослабления весьма удобно характеризовать с помощью фактора мутности T. С этой целью фактор мутности представляют обычно следующим образом:

$$T=1+W+R. \tag{5.32}$$

Из определения фактора мутности вытекает, что, если ослабление солнечной радиации обусловлено только молекулярным рассеянием, $T=1$.

Второе слагаемое в правой части (5.32) — величину W — называют фактором влажной мутности. Это слагаемое характеризует влияние на ослабление солнечной радиации поглощения и рассеяния радиации водяным паром.

Третье слагаемое в (5.32) — величина R — получило название фактора остаточной мутности. Фактор остаточной мутности определяет эффект ослабления солнечной радиации вследствие поглощения и рассеяния ее пылью и каплями воды. Фактор остаточной мутности следует, вообще говоря, рассматривать как состоящий из двух слагаемых: факторов пылевой и конденсационной мутности.

Определение величин факторов влажной и остаточной мутности осуществляют обычно следующим образом. Производят наблюдения над прямой солнечной радиацией в дни с неизменной и минимальной остаточной мутностью. На основании данных этих наблюдений вычисляют фактор мутности T и затем исследуют зависимость величины $T-1$ от абсолютной влажности воздуха у земной поверхности e_0. Такого рода исследования обнаружили, что имеет место следующая зависимость:

$$T-1=a+be_0, \tag{5.33}$$

где a и b — постоянные.

Естественно, что от абсолютной влажности воздуха должна зависеть прежде всего влажная мутность. Поэтому можно считать, что $W=be_0$, и тогда $R=a$. Во всех других случаях (когда величина R может быть значительной) фактор остаточной мутности может быть определен по соотношению $R=T-1-be_0$.

Как показал, однако, С. И. Сивков, описанный способ определения факторов влажной и остаточной мутности не является достаточно точным. Дело в том, что при наличии, хотя и небольшой, но все же существенно отличной от нуля остаточной мутности, трудно рассчитывать на постоянство последней. Так, например, по данным Сивкова, при абсолютной влажности около 2—5 *мм* и $m=2$ наряду с очень высокими значениями потока прямой солнечной радиации — порядка 1,35—1,40 *кал/см²·мин* — часто встречаются и аномально низкие — порядка 1,00—1,10 *кал/см²·мин*. Причиной таких колебаний потока прямой солнечной радиации при неизменных абсолютной влажности и массе атмосферы являются исключительно изменения пылевой и конденсационной мутности. Такого же рода явление наблюдается и при абсолютной влажности, превосходящей 12 *мм*.

Принимая во внимание непостоянство R, Сивков предложил определять W по наблюдениям в такие дни, когда остаточную мутность можно считать практически равной нулю. Критерием малости R может служить степень поляризации неба в зените. Из сказанного ранее о закономерностях рассеяния света ясно, что степень поляризации почти не должна зависеть от содержания в атмосфере водяного пара, но должна испытывать очень значительные изменения в зависимости от содержания в атмосфере крупных рассеивающих частиц или капель воды. По данным наблюдений в Карадаге Сивков отобрал также случаи измерений потока прямой солнечной радиации, когда степень поляризации в зените при $m=3$ превосходила 73%. Приведя соответствующие этим случаям величины S_2 к среднему расстоянию между Землей и Солнцем и осреднив их для интервалов 0—1, 1—2, 2—3, ... *мм* абсолютной влажности, Сивков рассчитал затем фактор мутности T_2 по формуле

$$T_2=12{,}86\frac{S_2}{S_0}. \tag{5.34}$$

Так как в рассматриваемые дни влияние остаточной мутности ничтожно мало, то, следовательно, фактор влажной мутности может быть найден по соотношению: $W_2=T_2-1$. С достаточной степенью точности зависимость фактора влажной мутности от абсолютной влажности можно в данном случае представить следующим образом:

$$W_2=0{,}50e_0^{0{,}43}. \tag{5.35}$$

Если $R\neq 0$, то, вычислив W по формуле (5.35), можно найти

Таблица 61

Годовой ход фактора мутности и его составляющих в Павловске, Курске и Карадаге

Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
						Общая мутность T							
Павловск	1,90	2,19	2,42	2,65	2,94	3,04	3,15	2,85	2,75	2,51	2,02	1,81	2,52
Курск	2,02	2,19	2,10	2,61	2,94	3,04	3,31	3,21	2,94	2,56	1,90	1,81	2,55
Карадаг	2,15	2,33	2,65	2,70	2,99	2,94	3,10	3,21	2,75	2,56	2,24	2,02	2,64
СП-6 (1957 г.)					2,40	2,54	2,29		2,08				
						Влажная мутность W							
Павловск	0,60	0,60	0,70	0,92	1,02	1,23	1,36	1,29	1,15	0,95	0,75	0,58	0,93
Курск	0,53	0,53	0,57	0,90	1,20	1,36	1,40	1,45	1,24	1,04	0,84	0,58	0,97
Карадаг	0,91	0,90	1,00	1,09	1,28	1,42	1,54	1,51	1,40	1,30	1,16	0,90	1,20
СП-6 (1957 г.)					0,48	0,59	0,71		0,52				
						Остаточная мутность R							
Павловск	0,30	0,59	0,72	0,73	0,92	0,81	0,79	0,56	0,60	0,56	0,27	0,23	0,59
Курск	0,49	0,66	0,53	0,71	0,74	0,68	0,91	0,76	0,70	0,52	0,06	0,23	0,58
Карадаг	0,24	0,43	0,65	0,61	0,71	0,52	0,56	0,70	0,35	0,26	0,08	0,12	0,44
СП-6 (1957 г.)					0,91	0,95	0,58		0,56				

R из соотношения $R=T-1-W$. Воспользовавшись формулами (5.34) и (5.35), Сивков рассчитал годовой ход величин T_2, W_2 и R_2 по данным наблюдений в Павловске, Курске и Карадаге (табл. 61). Хотя применение формулы (5.35), полученной на основе наблюдений в Карадаге, для расчетов, относящихся к Павловску и Курску, вносит некоторую неопределенность в численные значения величин табл. 61, все же последняя позволяет получить целый ряд интересных и вполне надежных качественных выводов относительно соотношения между составляющими фактора мутности в различных условиях.

В табл. 61 приведены также результаты расчетов С. В. Зверевой по данным наблюдений станции СП-6 (1957 г.).

Указанные здесь значения фактора общей мутности T приводились уже в табл. 60, причем была отмечена малая изменчивость T на весьма большой территории от Павловска до Карадага. Если обратиться, однако, к анализу пространственной изменчивости составляющих фактора мутности, то мы обнаружим здесь ряд интересных особенностей. Как видно из табл. 61 (см., например, последнюю графу), малая широтная изменчивость фактора общей мутности обусловлена наличием взаимно противоположной широтной изменчивости факторов влажной и остаточной мутности. Фактор влажной мутности возрастает к югу, фактор остаточной мутности уменьшается; при этом возрастание W несколько превосходит уменьшение R, следствием чего и является увеличение к югу среднегодового фактора общей мутности.

В отдельные месяцы фактор влажной мутности также возрастает к югу. Некоторое исключение из этого правила составляют лишь холодные месяцы года, когда величина W в Курске меньше, чем в Павловске. Причина возрастания фактора влажной мутности к югу заключается, очевидно, в увеличении к югу абсолютной влажности. Точно так же небольшое уменьшение влажной мутности в Курске в зимние месяцы по сравнению с Павловском обусловлено тем, что в эти месяцы здесь преобладают относительно сухие массы континентального арктического воздуха. В общем в согласии с формулой (5.35) географическое распределение фактора влажной мутности следует географическому распределению абсолютной влажности. Точно так же годовой ход фактора влажной мутности связан с годовым ходом абсолютной влажности. Как видно из табл. 61, во всех пунктах максимум в годовом ходе W имеет место в летние, наиболее влажные месяцы.

Для Арктики характерна высокая прозрачность, обусловленная главным образом низкими величинами фактора влажной мутности.

Значительно более сложна пространственная и временная изменчивость фактора остаточной мутности. Это связано с более

сложной физической природой остаточной мутности, определяемой совокупным влиянием пылевой и конденсационной мутности.

Как отмечает С. И. Сивков, в условиях СССР пылевая мутность должна в среднем возрастать с севера на юг, хотя возможны исключения из этого правила. Что касается конденсационной мутности, то она, наоборот, в северных пунктах должна быть большей, чем в южных, так как на севере водяной пар находится в состоянии, более близком к насыщению, чем на юге. Из этих общих соображений вытекает, что широтные изменения пылевой и конденсационной мутности в некоторой степени взаимно компенсируются. Как видно из табл. 61, эта компенсация не является, однако, полной: в среднем за год имеет место убывание фактора остаточной мутности к югу. В отдельные месяцы широтный ход оказывается более сложным.

Годовой ход фактора остаточной мутности в трех рассматриваемых пунктах характеризуется наличием максимума в весенне-летние месяцы.

Максимум этот, как видно из табл. 61, является двойным: один из максимумов наблюдается в мае, другой — в июле—августе (особенно ясно это видно на примере данных для Курска и Карадага). Сивков считает, что наличие весеннего максимума связано с резким увеличением конденсационной мутности. Летний максимум обусловлен, по-видимому, возрастанием пылевой мутности. Существенной особенностью кривой годового хода является то, что она асимметрична: в теплое полугодие (апрель—сентябрь) величины остаточной мутности значительно больше, чем в холодное полугодие. Минимальные значения фактора остаточной мутности во всех трех пунктах приходятся на ноябрь—декабрь. Очень малые величины R получились у Сивкова для Курска и Карадага в ноябре. Причиной этого является очень высокая прозрачность атмосферы в этом месяце в дни актинометрических наблюдений, наступившая после длительных туманов и мороси, способствовавших удалению из атмосферы различных крупных рассеивающих частиц.

6. Фактор мутности и воздушные массы. Поскольку различные воздушные массы отличаются друг от друга по своей влажности и запыленности, то естественно, что значения фактора мутности и его составляющих, полученные по наблюдениям в различных воздушных массах, должны быть различными. Таким образом, величины фактора мутности и его составляющих можно использовать в качестве актинометрических характеристик воздушных масс. Такая идея была высказана и разработана большой группой советских исследователей в 30-х годах (Л. И. Мамонтовой и С. П. Хромовым, М. Н. Поляковой, С. И. Сивковым и К. В. Терновской и др.).

В табл. 62 представлены средние значения T_2, W_2 и R_2 для различных воздушных масс, полученные по наблюдениям

в Москве, Павловске и Курске. Следует заметить, что величины T_2 рассчитывались по данным наблюдений во всех трех перечисленных пунктах; W_2 и R_2 — только по данным наблюдений в Павловске и Курске.

Таблица 62

Величины фактора мутности и его составляющих для различных воздушных масс по наблюдениям в Москве, Павловске и Курске

Воздушная масса	Теплый период (V—IX)			Переходный период (IV—X)			Холодный период (XI—III)		
	T_2	W_2	R_2	T_2	W_2	R_2	T_2	W_2	R_2
Морская арктическая	2,44	0,59	0,86	2,37	0,38	0,99	2,16	0,23	0,92
Континентальная арктическая	2,65	0,88	0,79	2,51	0,39	1,06	2,26	0,14	1,08
Морская полярная	2,84	0,92	0,92	2,57	0,53	1,04	2,38	2,29	1,09
Континентальная полярная	3,08	1,13	0,96	2,64	0,60	1,04	2,31	0,33	0,98
Континентальная тропическая	3,59	1,32	1,23	—	—	—	—	—	—

Как показывает приведенная таблица, общий фактор мутности минимален в арктических массах воздуха и максимален в тропических. Это объясняется, очевидно, большей влажностью и запыленностью тропических масс воздуха по сравнению с арктическими. Наибольшее изменение общего фактора мутности от одной воздушной массы к другой имеет место летом; наименьшее — зимой. Наибольшие изменения в течение года и от одной воздушной массы к другой претерпевает фактор влажной мутности. Фактор остаточной мутности изменяется сравнительно мало. Это свидетельствует о том, что доминирующее влияние на изменения общего фактора мутности оказывают колебания влажности воздуха. В частности, уменьшение величины общего фактора мутности зимой обусловлено, как это видно из табл. 62, значительным уменьшением фактора влажной мутности.

Для того чтобы оценить репрезентативность фактора мутности как характеристики воздушных масс, необходимо далее установить возможные пределы колебаний величины фактора мутности при наличии одной и той же воздушной массы. В табл. 63 приведены средние отклонения общего фактора мутности и его составляющих от соответствующих средних значений, рассчитанные по данным наблюдений в Павловске и Курске.

Сопоставление табл. 62 и 63 показывает, что во всех случаях имеет место перекрывание значений общего фактора мутности и его составляющих, относящихся к различным воздушным массам. Это свидетельствует о том, что фактор мутности не является

Таблица 63

Средние отклонения общего фактора мутности и его составляющих от соответствующих средних значений, по данным наблюдений в Павловске и Курске

Воздушная масса	Теплый период (V—IX)			Переходный период (IV—X)			Холодный период (XI—III)		
	ΔT_2	ΔW_2	ΔR_2	ΔT_2	ΔW_2	ΔR_2	ΔT_2	ΔW_2	ΔR_2
Морская арктическая	0,19	0,10	0,19	0,35	0,08	0,39	0,24	0,06	0,22
Континентальная арктическая	0,20	0,21	0,19	0,20	0,05	0,23	0,28	0,05	0,35
Морская полярная	0,34	0,19	0,30	0,34	0,14	0,37	0,36	0,08	0,34
Континентальная полярная	0,36	0,24	0,24	0,25	0,13	0,24	0,26	0,10	0,23
Континентальная тропическая	0,44	0,21	0,46	—	—	—	—	—	—

однозначной характеристикой воздушной массы. Если иметь также в виду, что классификация воздушных масс в значительной степени условна, поскольку практически имеет место непрерывная градация свойств воздушных масс, то становится ясным, что целесообразно говорить не о возможности маркировки воздушных масс по фактору мутности, а о существовании связи между мутностью атмосферы и сменами или трансформацией воздушных масс.

М. Н. Полякова и С. И. Сивков показали, что прохождение фронта или трансформация воздушной массы всегда влечет за собой заметное и вполне определенное изменение фактора мутности и его составляющих. В табл. 64 представлены, например, данные, характеризующие изменение общего характера мутности и его составляющих по наблюдениям в Курске при прохождении холодного фронта.

Таблица 64

Изменение общего фактора мутности и его составляющих при прохождении холодного фронта, по наблюдениям в Курске 30—31 июля 1933 г.

	30 июля			31 июля		
	7 ч. 50 м.	18 ч. 10 м.	18 ч. 30 м.	5 ч. 40 м.	6 ч. 40 м.	7 ч. 50 м.
T_2	3,42	3,36	3,42	2,34	2,16	2,38
W_2	1,73	1,38	1,38	0,86	0,88	0,97
R_2	0,69	0,98	1,04	0,48	0,28	0,41

Как показывает таблица, в ночь с 30 на 31 июля произошло значительное уменьшение мутности атмосферы. Анализ синопти-

ческой карты обнаружил прохождение в это время холодного фронта.

Таблица 65

Изменение фактора мутности и его составляющих в процессе трансформации воздушной массы

Дата	Воздушная масса	T_2	W_2	R_2
28 VI	Морская полярная	2,63	0,97	0,66
29 VI	Прежняя морская полярная	2,92	1,09	0,83
30 VI	Континентальная полярная	3,34	1,07	1,27
1 VII	„ „	3,39	1,09	1,30
2 VII	„ „	3,28	1,10	1,18
3 VII	„ „	3,39	1,35	1,04

В табл. 65 дан пример изменения общего фактора мутности и его составляющих в процессе трансформации воздушной массы по наблюдениям в Курске 28 июня—3 июля 1933 г.

Здесь ясно выявляется увеличение мутности атмосферы в процессе трансформации морской полярной воздушной массы в континентальную полярную.

Приведенные примеры показывают, что вычисления фактора мутности могут оказаться весьма полезными для получения некоторых дополнительных данных, характеризующих изменение свойств воздушных масс. Несомненно, однако, что такого рода информация является недостаточной для того, чтобы только на основе ее определять изменения, происходящие в воздушных массах. Более определенные и полезные в прогностическом отношении результаты может дать лишь комплексное использование различных актинометрических характеристик, в частности таких характеристик, которые определяют тепловое излучение атмосферы. Решение такого рода задачи стоит, однако, еще на очереди.

§ 8. Ослабление солнечной радиации облаками

Как было показано в главе IV, крупные частицы очень интенсивно рассеивают падающий на них свет. Естественно поэтому, что облака, состоящие из большого числа водяных капель или ледяных кристаллов, должны значительно ослаблять проходящую через них прямую солнечную радиацию. Пропускание солнечной радиации облаками (в процентах) определялось как отношение действительно наблюденной величины потока солнечной радиации при наличии облачности, закрывающей солнце, к возможному при безоблачном небе значению потока радиации (табл. 66). Последнее находилось путем интерполяции по записи актинографа.

Данные табл. 66 следует расценивать лишь как весьма при-

Таблица 66

Пропускание (%) прямой солнечной радиации облаками различных форм в зависимости от высоты солнца, по данным Н. И. Макаревского для Павловска

Высота солнца, *град*	Среднее пропускание солнечной радиации, %	Число случаев наблюдений	Максимальные и минимальные значения пропускания, %
	Перистые облака (Ci)		
5—15	62	2	86—37
15—25	68	7	88—46
25—35	76	4	89—66
35—45	80	6	96—57
45—55	84	3	93—67
	Перисто-слоистые облака (Cs)		
5—15	46	3	69—26
15—25	53	6	62—28
25—35	61	22	84—25
35—45	63	13	86—35
45—55	73	10	91—44
	Перистые облака (Ci) одновременно с перисто-слоистыми (Cs)		
15—25	58	5	83—40
25—35	63	5	77—31
35—45	65	9	84—40
45—55	72	7	89—57
	Высоко-кучевые облака (Ac)		
5—15	10	2	14—7
15—25	13	4	20—1
25—35	15	4	37—2
35—45	25	1	—

ближенные ввиду небольшого числа наблюдений, использованных для их определения, и несовершенства самого способа определения. Однако, несмотря на это, рассматриваемые данные все же вполне отчетливо характеризуют существенное влияние облачности верхнего яруса на ослабление солнечной радиации. Через облака среднего яруса (Ac) может проходить лишь небольшая доля падающего на облака потока солнечной радиации. Что же касается облаков нижнего яруса, то известно, что они совсем не пропускают солнечную радиацию.

Таблица 67

Поток солнечной радиации на горизонтальную поверхность при безоблачном небе и при наличии облаков (*кал/см² · мин*), по данным Н. Н. Калитина

Форма облаков	Высота солнца, *град*							
	0	5	10	15	20	30	40	50
Безоблачно	0,00	0,06	0,13	0,22	0,33	0,59	0,84	1,10
Перистые	0,00	0,00	0,00	0,04	0,11	0,32	0,60	0,90
Высоко-кучевые . . .	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,12	0,31
Слоистые	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

Как показывает табл. 67, слоистая облачность нижнего яруса совершенно не пропускает прямую солнечную радиацию.

За последние годы новые данные были получены с помощью актинометрических измерений с самолетов. Эти измерения позволили непосредственно определить величины пропускания, поглощения и отражения солнечной радиации облаками. Для определения перечисленных величин производились измерения восходящего и нисходящего потоков коротковолновой радиации на горизонтальную поверхность вблизи верхней и нижней границ облака. Введем для этих потоков радиации следующие обозначения: $F_{в}^{\downarrow}$ — нисходящий поток коротковолновой радиации (прямой солнечной и рассеянной) на уровне верхней границы облака, $R_{в}$ — поток отраженной от верхней поверхности облака радиации, $F_{н}^{\downarrow}$ — нисходящий поток коротковолновой радиации (прямой солнечной и рассеянной или только рассеянной) на уровне нижней границы облака, $F_{н}^{\uparrow}$ — восходящий поток коротковолновой радиации (рассеянной атмосферой и отраженной от земной поверхности) на уровне нижней границы облака, $A_{з}$ — альбедо земной поверхности.

Теперь получим для альбедо облаков $A_{о}$, относительных величин пропущенной P и поглощенной $(1 - P)$ облаками солнечной радиации следующие соотношения:

$$A_{о} = \frac{R_{в}}{F_{в}^{\downarrow}}, \tag{5.36}$$

$$\frac{F_{н}^{\downarrow} - F_{н}^{\uparrow}}{F_{в}^{\downarrow}} = \frac{(1 - A_{з})\, F_{н}^{\downarrow}}{F_{в}^{\downarrow}} = (1 - A_{з})\, P, \tag{5.37}$$

$$1 - P = \frac{F_{в}^{\downarrow} + F_{н}^{\uparrow} - R_{в} - F_{н}^{\downarrow}}{F_{в}^{\downarrow}}. \tag{5.38}$$

Следует заметить, что формула (5.37) не позволяет определить величину пропускания облаком прямой солнечной радиации, а дает лишь возможность приближенно вычислить величину P, представляющую собой отношение выходящего через нижнюю поверхность потока коротковолновой радиации к падающему на верхнюю границу облака потоку радиации.

Измерения, выполненные в упомянутых выше работах, показали, что альбедо облаков изменяется в очень широких пределах от нескольких процентов до 90% и в среднем составляет около

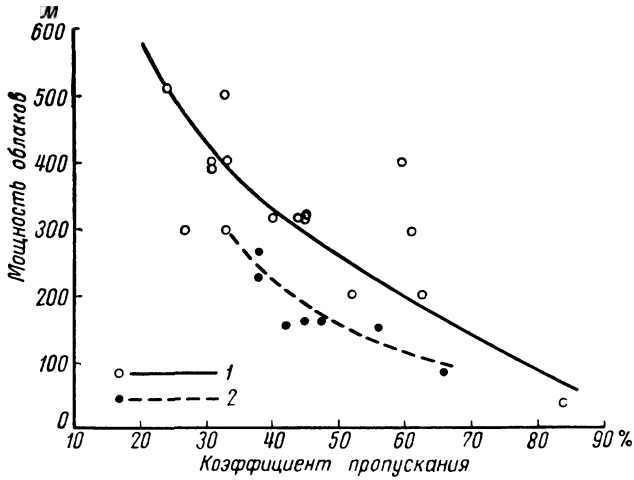


Рис. 74. Зависимость коэффициента пропускания P от мощности облаков.

1 — Sc 10, архангельские полеты; *2* — Ac 10, все полеты.

50—55%. Подробное описание результатов измерений альбедо облаков будет дано в главе VII.

Значительно изменяются в зависимости от мощности и формы облаков величины пропускания P. Так, например, по данным измерений Н. И. Чельцова, при мощности облаков 200 *м* величина P для высоко-кучевых облаков (Ac) составляет 43%, а для слоисто-кучевых (Sc) — 59%. При мощности слоисто-кучевых облаков 500 *м* пропускание уменьшается до 24%, т. е. более чем вдвое.

На рис. 74 зависимость пропускания слоисто-кучевых и высоко-кучевых облаков от их мощности представлена графически по данным измерений Чельцова в районах Архангельска и Москвы. Рассмотрение приведенного рисунка позволяет получить наглядное представление о том, насколько значительной является зависимость пропускания облаков от их мощности.

Как показал Чельцов, наличие сильной зависимости вели-

чины пропускания облаков P от мощности облачного покрова позволяет поставить вопрос об использовании актинометрических наблюдений для определения мощности облаков. Для этой цели могут быть использованы даже наземные наблюдения, так как отношение потоков суммарной радиации, измеренных у земной поверхности при пасмурном и ясном небе для одних и тех же высот солнца, приближенно характеризует величину P и зависит в основном от мощности облаков. Построив градуировочную кривую зависимости отношения потоков суммарной радиации

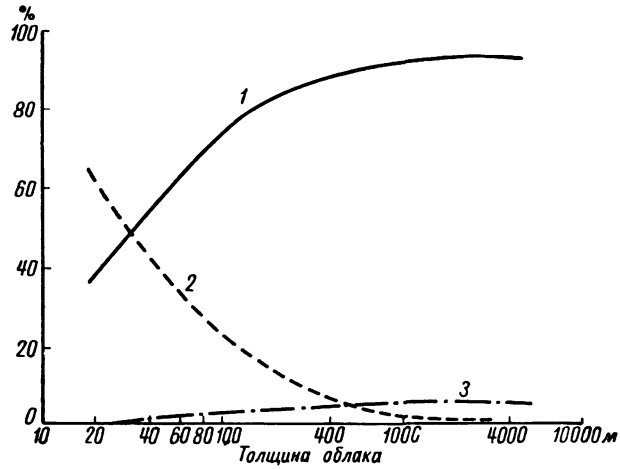


Рис. 75. Зависимость отражения (*1*), пропускания (*2*) и поглощения (*3*) солнечной радиации от толщины облака.

при пасмурном и ясном небе от мощности облаков для слоисто-кучевой облачности, Чельцов показал, что с помощью этой кривой по данным измерений потока радиации, рассеянной облаками, и известному значению потока возможной суммарной радиации мощность слоисто-кучевых облаков может быть определена с точностью ± 45 *м*.

Результаты определений различными авторами поглощенной облаками радиации существенно расходятся. Так, например, Чельцов по данным наблюдений во время полетов в Архангельской области получил в среднем для случаев сплошной облачности мощностью около 360 *м* значение $1 - P = 3{,}5\%$. Измерения того же автора в Московской области при мощности облаков около 530 *м* дали в среднем $1 - P = 7{,}2\%$. Такого же порядка величины поглощенной слоистыми облаками радиации (в среднем $1 - P = 7\%$) были получены М. Нейбургером. Однако последний не обнаружил сколько-нибудь заметной зависимости величины поглощенной радиации от мощности облаков.

Подобной зависимости не было найдено также З. Фритцем и

Д. Макдональдом, которые определяли величину поглощенной радиации для мощных облачных систем, имеющих облачный покров толщиной от 5,5 до 7 *км*. Величины доли поглощенной радиации, полученные этими авторами, оказались значительно бóльшими, чем во всех других исследованиях, и составляют в среднем около 20%.

В целом ряде исследований были предприняты попытки теоретически рассчитать величины отражения, пропускания и поглощения радиации облаками. На характеристике некоторых результатов этих исследований мы остановимся далее (см. главу VII). Сейчас приведем лишь рис. 75, на котором изображены кривые зависимости отражения, пропускания и поглощения прямой солнечной радиации облаками в зависимости от мощности последних по данным теоретических расчетов, выполненных Э. Хьюсоном. Хотя эти расчеты следует считать грубо приближенными, все же можно полагать, что кривые рис. 75 позволяют правильно оценить соотношение между отраженной, пропущенной и поглощенной облаками солнечной радиации в зависимости от мощности облачного покрова. Из рисунка видно, например, что пропускание солнечной радиации быстро убывает с увеличением толщины облака, а альбедо, наоборот, сильно увеличивается. Что же касается величины поглощенной облаками солнечной радиации, то она сравнительно мало изменяется в зависимости от толщины облаков, оставаясь практически постоянной, когда толщина облаков превосходит 500—600 *м*.

§ 9. Теоретические расчеты облучения земной поверхности солнечной радиацией

1. Общие замечания. В § 4 был рассмотрен вопрос о солнечной постоянной, которая представляет собой поток солнечной радиации за пределами атмосферы на перпендикулярную к лучам площадку, расположенную на среднем расстоянии от Земли до Солнца. Так как в течение года расстояние между Землей и Солнцем существенно изменяется, то ясно, что величина потока солнечной радиации за пределами атмосферы в каждый данный момент S_0' будет отлична от значения солнечной постоянной S_0. Связь между этими двумя величинами может быть найдена из следующего очевидного соотношения:

$$4\pi R^2 S_0' = 4\pi R_0^2 S_0,$$

где R — расстояние между Землей и Солнцем в данный момент времени, R_0 — среднее расстояние между Землей и Солнцем.

На основании приведенной формулы имеем

$$S_0' = \frac{R_0^2}{R^2} S_0 = \frac{S_0}{\rho^2}. \qquad (5.39)$$

Здесь ρ — расстояние между Землей и Солнцем, выраженное в единицах среднего расстояния.

Ниже даны результаты вычислений по этой формуле относительных изменений (в процентах по отношению к среднему значению) потока солнечной радиации вследствие изменения расстояния между Землей и Солнцем:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
+3,4	+2,8	+1,8	+0,2	—1,5	—2,8	—3,5	—3,1	—1,7	—0,3	+1,6	+1,8

Так как потоки солнечной радиации за пределами атмосферы и на уровне земной поверхности связаны между собой соотношением прямой пропорциональности, то рассматриваемая таблица в одинаковой мере характеризует относительное изменение S_0' и S_m.

Как видно из приведенной таблицы, амплитуда относительных изменений потока солнечной радиации, обусловленных изменениями расстояния между Землей и Солнцем, не превышает $\pm 3{,}5\%$.

Полученная выше формула (5.39) определяет величину потока солнечной радиации за пределами атмосферы на перпендикулярную к лучам поверхность. Между тем практически нас в наибольшей степени интересует приход солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Совершенно очевидно, что единичная площадка горизонтальной поверхности будет получать меньшее количество солнечной радиации, чем соответствующая площадка перпендикулярной к солнечным лучам поверхности. Уменьшение прихода солнечной радиации на горизонтальную поверхность будет определяться соотношением между отрезками BC и AB (рис. 76). Так как $BC = AB \cos \vartheta_\odot$, где $\vartheta_\odot$ — зенитное расстояние солнца, то получим следующее соотношение между потоками солнечной радиации на горизонтальную S_0'' и перпендикулярную к солнечным лучам S_0' поверхности:

$$S_0'' = S_0' \cos \vartheta_\odot = \frac{S_0}{\rho^2} \cos \vartheta_\odot = \frac{S_0}{\rho^2} \sin h_\odot, \qquad (5.40)$$

где $h_\odot = 90 - \vartheta_\odot$ — высота солнца.

Формула (5.40) характеризует соотношение между потоками солнечной радиации на горизонтальную и перпендикулярную к лучам поверхности за пределами атмосферы. Нетрудно понять, что аналогичная формула будет иметь место и для потоков солнечной радиации у земной поверхности.

Ознакомившись с некоторыми общими соотношениями, перейдем теперь к рассмотрению расчетов облучения земной поверхности солнечной радиацией. Начнем при этом с вычислений, относящихся к воображаемому случаю отсутствия атмосферы, для того чтобы в дальнейшем можно было наглядно охарактеризовать влияние ослабления солнечной радиации атмосферой.

2. Облучение земной поверхности солнечной радиацией в случае отсутствия атмосферы. В рассматриваемом случае отсутствия атмосферы (эквивалентном случаю расчета облучения поверхности за пределами атмосферы) имеем для потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность, согласно формуле (5.40),

$$S_0'' = \frac{S_0}{\rho^2} \cos \vartheta_\odot . \qquad (5.41)$$

Для того чтобы с помощью этой формулы рассчитать распределение прихода солнечной радиации по земной поверхности и

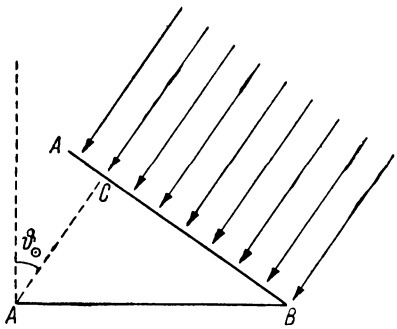


Рис. 76. К выводу формулы для потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

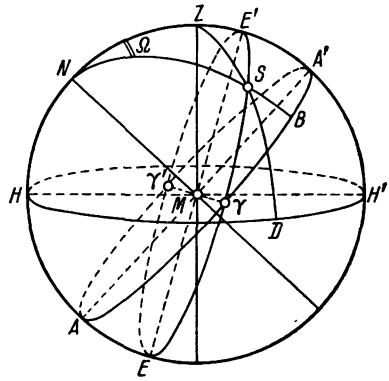


Рис. 77. Небесная сфера.

исследовать зависимость прихода радиации от времени, необходимо выразить зенитный угол солнца $\vartheta_\odot$ через те географические и астрономические параметры, от которых этот угол зависит. Рассмотрим с этой целью небесную сферу, изображенную на рис. 77. В центре сферы M находится Земля; в точке S на поверхности сферы — Солнце, движущееся в плоскости эклиптики EE'. Точки γ и γ' пересечения небесного экватора AA' и эклиптики EE' представляют собой точки весеннего и осеннего равноденствий. Ось Земли пересекает небесную сферу в точке N (полюс мира), а плоскость HH' является плоскостью истинного (математического) горизонта. Нормаль к этой плоскости пересекает небесную сферу в точке зенита Z. Большой круг $HNZH'A$, лежащий в плоскости чертежа, представляет собой меридиан данной точки M. Географическая широта места φ тождественна высоте полюса N над горизонтом, т. е. $\varphi = \text{arc}\, HN$. Дуга BS большого круга определяет склонение солнца δ $\text{arc}\, BS = \delta$; сферический угол ZNS является часовым углом солнца Ω. Принимая

во внимание указанные определения, имеем в сферическом треугольнике ZNS

$$\text{arc}\, NS = \frac{\pi}{2} - \delta; \quad \text{arc}\, ZS = \vartheta_\odot;$$

$$\text{arc}\, ZN = \frac{\pi}{2} - \varphi; \quad \measuredangle ZNS = \Omega.$$

Используя формулу сферической тригонометрии $\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A$, получим для рассматриваемого сферического треугольника

$$\cos \vartheta_\odot = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega. \tag{5.42}$$

Учитывая это соотношение, найдем вместо формулы (5.41)

$$S_0'' = \frac{S_0}{\rho^2} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega). \tag{5.43}$$

Последняя формула определяет поток солнечной радиации S_0'' в функции от географической координаты (широта φ), времени года (склонение δ) и времени дня (часовой угол Ω). Следует заметить, что эта формула имеет смысл лишь при $\vartheta_\odot \leqslant \frac{\pi}{2}$, когда $S_0'' \geqslant 0$. Если $\vartheta_\odot > \frac{\pi}{2}$, то это означает, что солнце находится под горизонтом и, следовательно, необходимо полагать $S_0'' = 0$.

Используя формулу (5.43), нетрудно проанализировать основные закономерности облучения земной поверхности солнечной радиацией в отсутствие атмосферы. Так, например, мы видим, что максимум прихода солнечной радиации имеет место в тех случаях на земной поверхности, для которых одновременно выполняются такие два условия:

$$\cos \Omega = 1, \quad \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta = \cos (\varphi - \delta) = 1.$$

Таким образом, максимум облучения имеет место при $\Omega = 0$ и $\varphi = \delta$.

Минимум облучения получится, очевидно, для тех точек земной поверхности, где солнце находится у горизонта. В таком случае должно выполняться следующее условие:

$$\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega = 0, \quad \text{т. е.} \quad \cos \Omega = - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta.$$

На основании формулы (5.43) может быть легко получено выражение для суточного хода потока солнечной радиации. Так как в течение суток склонение солнца δ изменяется незначи-

тельно, то величины $\frac{S_0}{\rho^2}\sin\varphi\sin\delta$ и $\frac{S_0}{\rho^2}\cos\varphi\cos\delta$ можно считать постоянными. Таким образом, получаем из (5.43)

$$S_0'' = A + B\cos\Omega. \tag{5.44}$$

Если отсчитывать время t от полудня и обозначить угловую скорость вращения земли через ω, то часовой угол $\Omega = \omega t$. Поэтому можем написать также вместо (5.44)

$$S_0'' = A + B\cos\omega t. \tag{5.45}$$

Необходимо иметь в виду, конечно, что часовой угол Ω или время t могут принимать только такие значения, которые дают $S_0'' \geqslant 0$, т. е. значения, заключенные между часовыми углами (моментами времени) восхода и захода солнца. Эти значения часового угла (и, следовательно, моментов времени) могут быть вычислены из уравнения

$$A + B\cos\Omega = 0, \quad \text{откуда} \quad \cos\Omega_0 = -\frac{A}{B} = -\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta.$$

Отрицательный корень этого уравнения $\Omega_0 = -\omega t_0$ соответствует восходу солнца, а положительный корень $\Omega_0 = \omega t_0$ — заходу солнца. Для всех значений часовых углов (моментов времени), выходящих за пределы промежутка $(-\omega t_0, \omega t_0)$ величина потока солнечной радиации S_0'' равна нулю.

Таким образом, мы видим, что суточный ход потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность в отсутствие атмосферы представляется весьма простой периодической функцией времени.

Перейдем теперь к рассмотрению результатов расчетов сумм солнечной радиации, выполненных на основе использования формулы (5.43). Нетрудно понять, что вычисление суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность $\Sigma S_0'$ может быть произведено по следующей формуле:

$$\sum S_0' = \frac{S_0}{\rho^2}\int_{-t_0}^{t_0}(\sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos\omega t)\,dt. \tag{5.46}$$

Выполняя в этой формуле интегрирование, получим

$$\sum S_0' = \frac{2S_0}{\omega\rho^2}(\sin\varphi\sin\delta\Omega_0 + \cos\varphi\cos\delta\sin\omega t_0). \tag{5.47}$$

На основании (5.47) можно рассчитать суточные суммы солнечной радиации для любой широты φ и различных склонений δ. Рисунок 78 позволяет получить наглядное представление о пространственно-временной изменчивости суточных сумм солнечной радиации при отсутствии атмосферы. Вертикальные координаты поверхности, изображенной на этом рисунке, пропорциональны

величинам суточных сумм для соответствующей широты и времени года. Рассмотрение рис. 78 показывает, например, что широтный ход суточных сумм солнечной радиации чрезвычайно различен в разное время года. Если в зимнюю половину года приполярная область совершенно не получает солнечной радиации, то летом суточные суммы солнечной радиации вблизи полюсов превосходят суточные суммы на экваторе. Столь же значительно изменяется годовой ход суточных сумм солнечной радиации в зависимости от широты. Тогда как на экваторе годовой ход

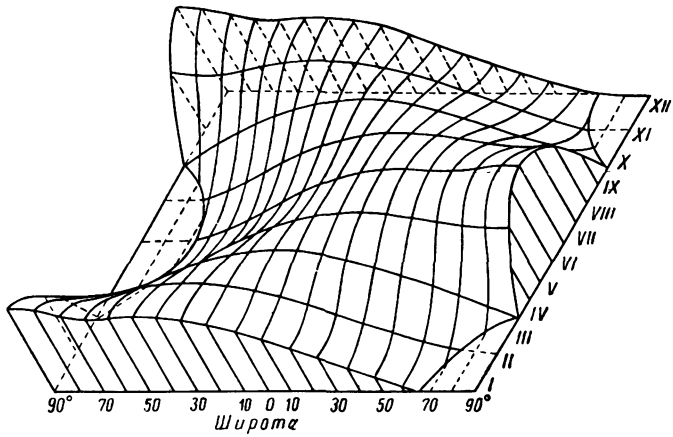


Рис. 78. Годовой ход суточных сумм солнечной радиации на разных широтах.

сумм сравнительно слабо выражен и является двойным (два максимума и два минимума), с приближением к полюсам кривая годового хода становится все более и более островершинной с максимумом, приходящимся на день летнего солнцестояния За полярным кругом в течение некоторой части года приход солнечной радиации совершенно отсутствует. Так, например, на Северном полюсе непрерывный полярный день продолжается 186 суток, а непрерывная полярная ночь 179 суток.

Располагая данными о суточных суммах солнечной радиации, нетрудно рассчитать суммы радиации для месяца, года и вообще любого промежутка времени.

Изложив результаты расчетов сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность при отсутствии атмосферы, перейдем теперь к рассмотрению аналогичных результатов, полученных для реальных условий, т. е. с учетом ослабления солнечной радиации в атмосфере.

3. Облучение земной поверхности солнечной радиацией в реальных условиях при отсутствии облачности. Учитывая (5.11), получим следующую формулу для расчетов суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность с учетом ослабления солнечной радиации в атмосфере:

$$\sum S' = \frac{S_0}{\rho^2} \int_{-t_0}^{t_0} p_m^m (\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\Omega)\, dt. \qquad (5.48)$$

Так как коэффициент прозрачности p_m^m является в данном случае весьма сложной функцией времени, то интегрирование в этой формуле может быть выполнено лишь численно или графически. Суммы солнечной радиации, вычисленные с учетом ослабления солнечной радиации в атмосфере (которая предполагается безоблачной), получили название возможных сумм.

В более общем случае использования любой количественной характеристики прозрачности атмосферы f, рассмотренном Л. Г. Махоткиным, получим вместо (5.48)

$$\sum S' = \frac{1440}{\pi\rho^2} \int_0^{\Omega_0} S\,[m(\Omega),\ f] \sin\,[h(\Omega)]\, d\Omega. \qquad (5.49)$$

Здесь возможная суточная сумма радиации $\Sigma S'$ выражена в *кал/см² · сутки.*

Вынося за знак интеграла среднее значение потока солнечной радиации $S\,[\overline{m(\Omega)}, f]$, будем иметь

$$\sum S' = 458 \frac{1}{\rho^2} S\,[\overline{m(\Omega)},\ f] \int_0^{\Omega_0} \sin\,[h(\Omega)]\, d\Omega$$

или, обозначая $Q_0{}^* = \int_0^{\Omega_0} \sin\,[h(\Omega)]\, d\Omega$,

$$\sum S' = 458 \frac{1}{\rho^2} S\,[\overline{m(\Omega)},\ f]\ Q_0^*. \qquad (5.50)$$

Основная трудность состоит теперь в определении среднего значения атмосферной массы $\overline{m(\Omega)}$. Как показал Л. Г. Махоткин, при использовании в качестве количественной характеристики прозрачности индекса мутности N формулу (5.50) можно представить следующим образом:

$$\sum S' = 458\, S\,(NAR_0) \frac{Q_0^*}{\rho^2}. \qquad (5.51)$$

Здесь $R_0 = \frac{\Sigma S}{\Sigma S'}$ — отношение суточных сумм солнечной радиации на перпендикулярную к лучам (ΣS) и горизонтальную

($\Sigma S'$) поверхности за пределами атмосферы; A — эмпирический параметр. Для N, равных соответственно 0,3; 0,5; 1; 2 и 4, величины $\lg A$ принимают значения: —0,04; —0,05; —0,06; —0,075; —0,09 (как видно, этот параметр имеет весьма узкие пределы изменения).

Поскольку величина ρ известна, а вычисление Q_0^* и R_0 не представляет труда, остается после этого найти с помощью формулы (5.29) значение S_m, соответствующее $m = NAR_0$, и вычислить затем $\Sigma S'$. Для упрощения подобных расчетов Махоткин предложил специальную номограмму.

Рассмотрим теперь некоторые результаты расчетов возможных суточных сумм солнечной радиации. На рис. 79 изображен

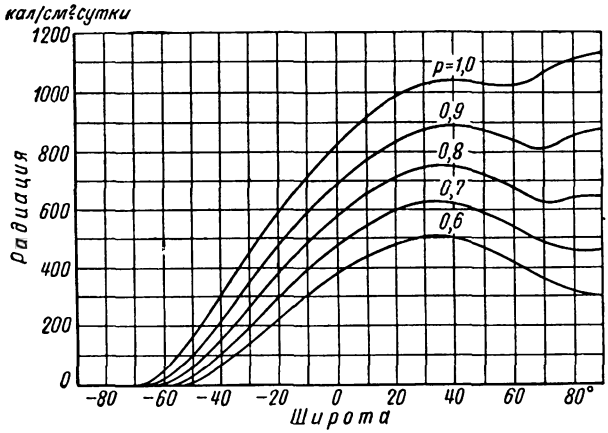


Рис. 79. Широтный ход сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность при различных условиях прозрачности атмосферы (в день летнего солнцестояния).

широтный ход рассчитанных суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность в день летнего солнцестояния при различных значениях коэффициента прозрачности. Как видно из этого рисунка, учет ослабления солнечной радиации в атмосфере существенно изменяет величины суточных сумм радиации. Так, например, при $p = 0{,}6$ суммы радиации вблизи экватора уменьшаются примерно вдвое по сравнению со случаем отсутствия атмосферы.

Уменьшение прихода радиации с уменьшением коэффициента прозрачности p оказывается неодинаковым на различных широтах: чем больше широта, тем сильнее проявляется уменьшение прихода радиации.

Что касается годового хода суточных сумм радиации на различных широтах, то он оказывается качественно таким же, как

и в случае отсутствия атмосферы. Однако абсолютные значения величин прихода радиации, рассчитанные с учетом ослабления солнечной радиации в атмосфере, существенно изменяются по сравнению со случаем отсутствия атмосферы.

Если при $p=1$ (т. е. в случае отсутствия атмосферы) Северный полюс получает в день летнего солнцестояния наибольшее количество солнечной радиации, то при $p=0{,}7$ суточный приход радиации на Северном полюсе оказывается меньше, чем в любой другой точке северного полушария.

4. Полуэмпирические методы расчета действительных сумм солнечной радиации. Выше были рассмотрены методы расчета возможных сумм солнечной радиации, полученных подстилающей поверхностью при полном отсутствии облачности. Естественно, что при наличии облачности, экранирующей солнце, приход прямой солнечной радиации к подстилающей поверхности уменьшается. Так как в большинстве случаев облачность всегда имеется в том или ином количестве, то ясно, что действительные суммы радиации отличаются от возможных. Поэтому вопрос об учете влияния облачности и вычислении действительных сумм солнечной радиации представляет большой практический интерес.

Нетрудно понять, что действительная и возможная суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность должны быть связаны следующим общим соотношением:

$$\Sigma_{\text{д}} S' = \Sigma S' f(a). \tag{5.52}$$

Здесь $\Sigma_{\text{д}} S'$ и $\Sigma S'$ — соответственно действительная и возможная суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность; $f(a)$ — некоторая функция от параметра d, характеризующего степень ясности неба; в случае совершенно ясного неба $f(a)=1$.

В простейшем случае степень ясности неба можно выразить через среднюю степень облачности $\bar{n}$ или относительную продолжительность солнечного сияния s_1. Под последней понимается отношение действительной продолжительности солнечного сияния $s_{\text{д}}$ к возможной продолжительности солнечного сияния $s_{\text{в}}$. Из элементарных физических соображений ясно, что в этом случае параметр a надлежит выразить следующим образом: $a=s_1=1-\bar{n}$. Что же касается функции $f(a)$, то она должна в простейшем случае иметь такой вид:

$$f(a)=s_1=1-\bar{n};$$

здесь $\bar{n}$ выражено в долях единицы.

Таким образом, формула (5.52) может быть в рассматриваемом случае представлена следующим образом:

$$\Sigma_{\text{д}} S' = \Sigma S' s_1 = \Sigma S' (1-\bar{n}). \tag{5.53}$$

Сравнение с наблюдениями обнаруживает, однако, что формула (5.53) оказывается лишь грубо приближенной. В частности, даже при расчете среднегодовых значений s_1 и $\overline{n}$ равенство $s_1+\overline{n}=1$ выполняется весьма неточно.

Формула С. И. Савинова. Как показал Савинов, вполне удовлетворительное совпадение получается между величинами $\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'}$ и $\frac{s_1+1-\overline{n}}{2}$. Для различных пунктов, находящихся в самых разнообразных климатических условиях, с достаточной для приближенных расчетов степенью точности можно написать

$$\Sigma_д S' = \Sigma S' \frac{s_1+1-\overline{n}}{2}. \qquad (5.54)$$

Таким образом, удовлетворительной характеристикой ясности неба является не s_1 и не $1-\overline{n}$, а полусумма этих величин. Формула (5.54), полученная Савиновым, является, как видно, весьма простой и обладает, помимо этого, тем существенным достоинством, что не содержит каких-либо эмпирических коэффициентов. Все величины, входящие в эту формулу, могут быть непосредственно измерены. Следует иметь в виду, что формула Савинова может быть использована лишь для расчета месячных сумм солнечной радиации, поскольку она выведена по данным средних месячных значений s_1, n и $\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'}$. Как отметил Н. М. Копылов, в этом случае наибольшая величина относительной ошибки при вычислении по (5.54) для Павловска составляет 7,8%.

Как видно из (5.54), для расчетов действительных сумм солнечной радиации необходимо предварительно найти возможные суммы. После этого действительные суммы могут быть определены при наличии данных по средней степени облачности и относительной продолжительности солнечного сияния. В работах В. Н. Украинцева, А. Шепелевского и Б. М. Гальперин было показано, однако, что между величинами $n_1=\frac{1-s_1+\overline{n}}{2}$ и $\overline{n}$ в среднем имеет место линейная зависимость. Используя подобного рода зависимость, можно определять значения параметра n_1 по величинам степени облачности $\overline{n}$.

Формула С. И. Сивкова. Несколько иной, приближенный метод расчета действительных сумм солнечной радиации, не требующий наличия наблюдений по гелиографу, был предложен Сивковым.

Нетрудно понять, что формула (5.54) и соотношение $s_1+\overline{n}=1$ были бы справедливыми в случае равномерного распределе-

ния по полусфере небосвода совершенно непрозрачной для солнечной радиации облачности. Фактически наряду с непрозрачными имеются и полупрозрачные облака. Поэтому даже идеальный безынерционный гелиограф должен дать $s_1 > 1 - \bar{n}$ и соответственно этому $\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'} > 1 - \bar{n}$. С другой стороны ясно, что справедливо неравенство $\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'} < 1 - n_н$, где $n_н$ — степень облачности нижнего яруса. Таким образом, значение $\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'}$ заключено в следующих пределах:

$$1 - n_н > \frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'} > 1 - \bar{n}.$$

Если предположить, что прозрачность облаков верхнего и среднего ярусов составляет 50%, то, принимая во внимание последнее неравенство, естественно написать

$$\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'} = 1 - \bar{n} + \frac{\bar{n} - n_н}{2},$$

где $\bar{n} - n_н$ — степень облачности среднего и верхнего ярусов.

Последняя формула может быть также переписана следующим образом:

$$\Sigma_д S' = \Sigma S' \left(1 - \frac{\bar{n} + n_н}{2}\right). \qquad (5.55)$$

Сравнение с данными наблюдений показывает, что точность формул С. И. Савинова и С. И. Сивкова примерно одинакова. Существенно при этом отметить, что формула Сивкова дает систематически завышенные величины $\frac{\Sigma_д S'}{\Sigma S'}$, тогда как при расчетах по формуле Савинова получаются ошибки разного знака. По этой причине, например, средняя за пятилетие годовая сумма прихода солнечной радиации на горизонтальную поверхность, рассчитанная по формуле Сивкова, оказывается завышенной на 8,1%.

Принимая во внимание систематическую завышенность сумм радиации, вычисляемых по формуле Сивкова, Н. М. Копылов предложил видоизменить эту формулу следующим образом:

$$\Sigma_д S' = \Sigma S' \left(0{,}97 - \frac{\bar{n} + n_н}{2}\right). \qquad (5.56)$$

Годовая сумма солнечной радиации в Павловске, рассчитанная по формуле (5.56), отличается от действительно наблюдаемой менее чем на 1%. Средние месячные суммы, вычисленные по (5.56), расходятся с действительными не более чем на ±5%.

В общем случае Копылов предложил заменить формулу (5.56) таким соотношением:

$$\Sigma_{\text{д}} S' = \Sigma S' \left(1 - \frac{\bar{n} + n_{\text{н}}}{2} - k\right). \qquad (5.57)$$

Здесь k — некоторый эмпирический коэффициент, численное значение которого, по-видимому, не превышает 0,05 и зависит в основном от местного режима облачности.

Формула В. Н. Украинцева. Методы расчета средних месячных сумм солнечной радиации, предложенные С. И. Савиновым, С. И. Сивковым и Н. М. Копыловым, являются в настоящее время наиболее совершенными, хотя и не безупречными. Однако эти методы могут быть применены лишь в том случае, если известны возможные суммы прямой солнечной радиации. Для достаточно надежного определения последних необходимы, как отмечалось выше, данные актинометрических наблюдений. Между тем во многих случаях такие данные крайне ограниченны или совершенно отсутствуют, а следовательно, формулы Савинова или Сивкова не могут быть применены. Чрезвычайно важной задачей является поэтому разработка приближенных методов расчета сумм солнечной радиации, которые требовали бы знания минимума определяемых из опыта величин. Интересные результаты в этом направлении были получены В. Н. Украинцевым.

В. Н. Украинцев показал, что действительные месячные суммы прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность являются линейной функцией месячных сумм продолжительности солнечного сияния. Для расчета месячных сумм солнечной радиации $\Sigma_{\text{д}} S'$ можно поэтому использовать следующее соотношение:

$$\Sigma_{\text{д}} S' = a(s + b), \qquad (5.58)$$

где a и b — некоторые постоянные; s — месячная сумма продолжительности солнечного сияния, выраженная в часах.

В табл. 68 приведены значения постоянных a и b для некоторых пунктов.

Как видно, формула (5.58) является чрезвычайно простой и позволяет при известных постоянных a и b определять действительные месячные суммы солнечной радиации на основании только регистрации гелиографом продолжительности солнечного сияния. Необходимо, однако, подчеркнуть сугубо эмпирический характер рассматриваемой формулы. Таблица 68 показывает, что численные значения постоянных a и b существенно изменяются как во времени, так и в зависимости от местоположения данного пункта. Это свидетельствует о необходимости специально определять эти постоянные a и b для каждого пункта и указывает на опасность экстраполяции или интерполяции

Таблица 68

Постоянные a и b в уравнении (5.58)

Станция	Период наблюдений, годы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Ташкент	1926—1933	— —	31,0 —15	40,0 —30	46,0 —48	111 —198	74,0 —148	75,0 —164	60,0 —125	40,9 —29	42,0 —95	22,8 0	22,0 —11
Иркутск	1928—1933	— —	18 1	39,6 —27	59,0 —93	— —	49,3 —68	36,0 3	46,2 —65	37,0 —34	21,0 8	14,2 2	9,0 11
Петровско-Разумовское	1931—1935	10,6 —6	10,5 14	40,0 —50	32,0 —19	51,0 —20	37,0 —46	40,0 —60	35,0 —48	23,0 0	19,0 —10	20,0 —13	8,0 —4
Павловск	1913—1935	7,0 —3	12,2 —2	20,0 5	28,3 —21	32,7 —39	36,6 —60	33,6 —55	28,0 —38	23,8 —23	15,0 —7	8,2 —2	3,9 0
Якутск	1931—1933		8,7 13	8,3 32,5	20,0 70	20,5 98	45,0 —144	32,3 —62	36,3 —97	26,0 —46	16,0 19	10,4 —25	2,5 5

величин a и b. Между тем ценность формулы (5.58) может быть значительной лишь в том случае, если возможно нахождение постоянных a и b для пунктов, в которых не производились актинометрические наблюдения (имеются только записи гелиографа), путем интерполяции или экстраполяции значений a и b, найденных на основании актинометрических наблюдений в каких-либо соседних пунктах.

Выполненное В. Н. Украинцевым исследование зависимости действительных суточных сумм прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность от суточной продолжительности солнечного сияния показало, что в этом случае зависимость типа (5.58) не выполняется. Суточные суммы радиации являются нелинейной функцией продолжительности солнечного сияния: при возрастании суточных сумм продолжительности солнечного сияния суточные суммы солнечной радиации возрастают сначала (при малых s) сравнительно медленно, а затем (при больших s) значительно быстрее. Причина такого явления заключается, повидимому, в том, что при большой продолжительности солнечного сияния (малой облачности) атмосфера более прозрачна, чем при малой продолжительности (большой облачности). Поэтому при больших s происходит более быстрое увеличение сумм радиации с ростом s, чем при малых s.

§ 10. Временная и пространственная изменчивость потоков и сумм солнечной радиации

Ознакомившись в § 9 с методикой и данными некоторых теоретических расчетов облучения земной поверхности солнечной радиацией, перейдем теперь к рассмотрению результатов измерений потоков и сумм прямой солнечной радиации.

1. Суточный и годовой ход потока прямой солнечной радиации. Многочисленные наблюдения показывают, что в условиях безоблачного неба (или при наличии облачности, не закрывающей диска солнца в течение всего дня) прямая солнечная радиация имеет весьма простой суточный ход с максимумом в околополуденные часы.

В табл. 69 представлены данные измерений потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность при различных массах атмосферы (высотах солнца) в холодное и теплое полугодие, выполненных С. И. Небольсиным с помощью актинометра Михельсона на агрометеорологической станции Собакино (Подмосковье).

Наблюдения, использованные при составлении этой таблицы, велись с 1926 по 1945 г., но систематические наблюдения при всех атмосферных массах производились только два года — в 1935—1936 гг.

Как видно из рассматриваемой таблицы, поток солнечной радиации возрастает до полудня, после чего начинает уменьшаться.

Таблица 69

Средние и максимальные величины потока прямой солнечной радиации (*кал/см² · мин*) на перпендикулярную поверхность при различных массах атмосферы (высотах солнца) в холодное и теплое полугодие

Величины потоков солнечной радиации	До полудня						Полдень	После полудня					
	масса атмосферы							масса атмосферы					
	8	5	4	3	2	1,5		1,5	2	3	4	5	8
Средние в теплое полугодие (IV—X) . . .	0,50	0,72	1,00	1,01	1,05	1,10	1,14	1,13	1,07	0,90	0,77	0,68	0,49
Средние в холодное полугодие (XI—III) . .	0,50	0,67	0,95	1,06	1,13	—	1,02	—	—	0,92	0,96	0,85	0,62
В среднем за год . . .	0,50	0,69	0,97	1,03	1,06	1,12	1,09	1,12	1,07	0,93	0,87	0,73	0,57
Максимальные за теплое полугодие . . .	—	1,08	1,18	1,15	1,29	1,34	1,38	1,33	1,29	1,22	1,24	1,01	0,78
Максимальные за холодное полугодие . .	0,54	1,08	1,12	1,11	1,16	—	1,28	—	1,17	1,12	1,14	1,01	0,70

Совершенно очевидно, что наличие максимума солнечной радиации в полдень обусловлено тем, что длина пути солнечного луча в атмосфере в это время минимальна, а следовательно, наименьшим является и ослабление солнечной радиации. Существенно отметить, что изменение потока солнечной радиации в течение дня не является симметричным относительно полудня. В теплую половину года величины потока солнечной радиации в утренние часы при $m>2$ несколько превосходят соответствующие послеполуденные значения (см. первую строку табл. 69). Зимой, наоборот, послеполуденные величины потока солнечной радиации при $m>3$ превосходят дополуденные (см. вторую строку табл. 69). Такая асимметрия дневного хода солнечной радиации обусловлена различием прозрачности атмосферы в до- и послеполуденное время. Летом атмосфера после полудня является более замутненной, чем до полудня, и соответственно этому уменьшается послеполуденный приход радиации. Зимой наблюдается обратное изменение состояния прозрачности атмосферы и прихода солнечной радиации.

Необходимо, однако, отметить, что такие закономерности суточного хода потока солнечной радиации имеют место не во всех случаях. Так, например, по наблюдениям М. В. Лилеева, в Свердловске дополуденные значения потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность при всех высотах солнца и в течение всего года, за исключением июня, оказались меньше послеполуденных.

В двух нижних строках табл. 69 приведены максимальные значения потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность в теплую и холодную половину года. Как видно, наибольшие максимальные значения прихода солнечной радиации имеют место в летнее время.

Наиболее полное представление о закономерностях суточного хода потока солнечной радиации позволяют получить графики изоплет солнечной радиации. На рис. 80 изображены изоплеты потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность, построенные Н. Н. Калитиным по данным 20-летних наблюдений в Павловске. На рис. 81 представлены аналогичные изоплеты, полученные И. Н. Ярославцевым по наблюдениям в Ташкенте.

Пунктирные кривые на рис. 80 и 81 определяют моменты восхода и захода солнца.

Приведенные рисунки показывают, что общий характер суточного хода солнечной радиации в различных географических пунктах одинаков: во всех случаях имеет место максимум прихода радиации в околополуденные часы. Однако вместе с тем в суточном ходе потока солнечной радиации на различных широтах имеются и существенные различия: для южного пункта (Ташкент) максимум потока радиации в околополуденные часы выражен значительно резче, чем для северного пункта (Пав-

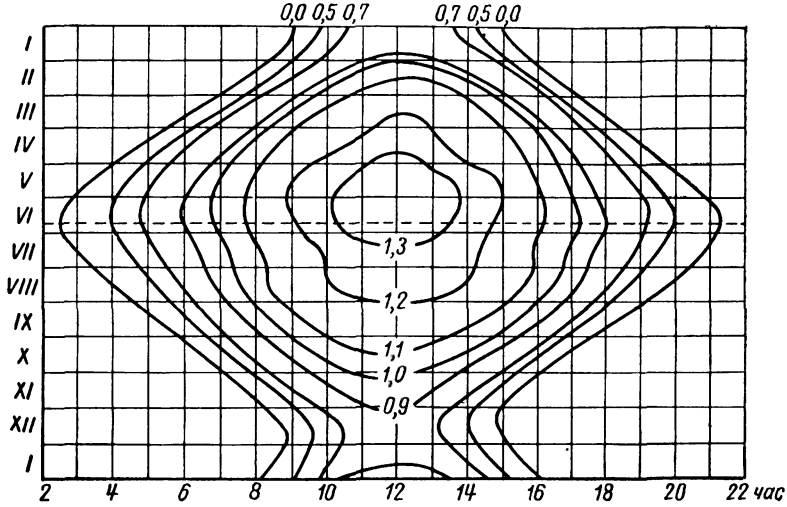


Рис. 80. Изоплеты потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность (Павловск).

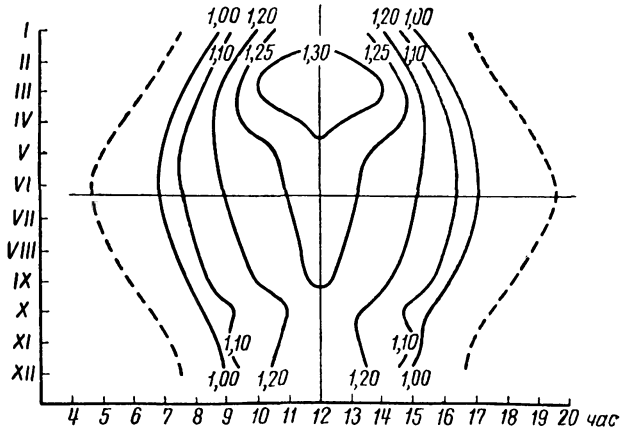


Рис. 81. Изоплеты потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность (Ташкент).

ловск). Причину такой особенности суточного хода потока солнечной радиации нетрудно понять, если иметь в виду, что, чем севернее расположен пункт наблюдения, тем меньше изменяется высота солнца в течение дня. На Северном полюсе, например, изменение высоты солнца на протяжении суток настолько незначительно, что здесь суточный ход потока солнечной радиации практически отсутствует.

Рассмотренные выше графики изоплет позволяют также охарактеризовать особенности годового хода потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную поверхность. Как мы видим, годовой ход потока солнечной радиации существенным образом зависит от того, для какого момента времени дня определяется величина потока радиации, а также от широты места наблюдения.

Наблюдения показывают, что наиболее резко выраженный годовой ход потока солнечной радиации (одинаковый для любого времени суток) имеет место на полюсе. На экваторе, наоборот, амплитуда годового хода потока солнечной радиации является наименьшей, особенно в утренние и вечерние часы. Своеобразный двойной годовой ход имеет на экваторе поток радиации в околополуденные часы. Два максимума в годовом ходе полуденного потока солнечной радиации приходятся на дни весеннего и осеннего равноденствий.

Рассмотренные особенности годового хода потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную поверхность обусловлены в основном изменениями высоты солнца (длины пути солнечного луча в атмосфере и, следовательно, ослабления солнечной радиации). Разберем это на примере двух предельных случаев — полюса и экватора. На полюсе в период полярного дня высота солнца изменяется существенным образом, но в одинаковой степени для любого момента времени суток (так как в течение суток она постоянна). По этой причине здесь имеет место резко выраженный, но не зависящий от времени суток годовой ход потока солнечной радиации. На экваторе, наоборот, в утренние и вечерние часы высота солнца почти не изменяется в течение года и поэтому годовой ход солнечной радиации в эти часы выражен очень слабо. В полуденное же время солнце на экваторе дважды в год (в дни весеннего и осеннего равноденствий) находится в зените. Следствием этого является возникновение двух максимумов в годовом ходе полуденных значений потока солнечной радиации на экваторе.

Изменение высоты солнца не является, однако, единственным фактором, определяющим годовой ход потока прямой солнечной радиации. Другим важным фактором является изменение состояния прозрачности атмосферы, приводящее к появлению отдельных аномалий в нормальном годовом ходе потока солнечной радиации. Из рис. 80 видно, например, что изоплеты потока сол-

нечной радиации в Павловске не являются симметричными относительно момента летнего солнцестояния и оказываются несколько приподнятыми относительно изображенной на этом рисунке пунктирной прямой, определяющей момент летнего солнцестояния. Это означает, что максимум потока солнечной радиации имеет место не в день летнего солнцестояния (когда высота солнца является наибольшей), а несколько раньше. Такое смещение максимума объясняется тем, что прозрачность атмосферы в Павловске в мае и июне больше, чем в июле и августе. Подобное смещение изоплет потока солнечной радиации, обусловленное понижением прозрачности атмосферы в летнее время, еще более резко проявляется по данным наблюдений в Ташкенте (рис. 81). В мае—июне изоплета 1,25 оказывается здесь резко вогнутой по направлению к центру, что указывает на сильное понижение прозрачности атмосферы в Ташкенте в эти месяцы.

Для более детальной количественной характеристики влияния изменений прозрачности атмосферы на годовой ход потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность приведем табл. 70. Так как годовой ход потока солнечной радиации при неизменной высоте солнца обусловлен только изменениями прозрачности атмосферы, то рассматриваемая таблица позволяет количественно характеризовать влияние изменения прозрачности атмосферы на приход солнечной радиации. Как видно из таблицы, в летнее время года величины потока солнечной радиации при данной высоте солнца оказываются наименьшими, что является результатом уменьшения прозрачности атмосферы в это время года. Амплитуда годового хода потока солнечной радиации, обусловленного изменением прозрачности атмосферы, при малых высотах солнца превышает 0,2 *кал/см²·мин*, т. е. является весьма значительной.

Рассмотренные выше данные наблюдений характеризуют закономерности суточного и годового хода потока солнечной радиации на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность. Значительно больший практический интерес представляет, однако, исследование прихода солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Обратимся поэтому теперь к рассмотрению суточного и годового хода потока прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Непосредственно измеряется обычно величина потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность. Что же касается потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность, то он может быть рассчитан по следующей, уже приводившейся выше формуле:

$$S_г = S_п \sin h_\odot .$$

На рис. 82 представлены средние кривые суточного хода солнечной радиации на перпендикулярную и горизонтальную поверхности для июля и января, полученные Н. Н. Калитиным по

Таблица 70

Средние месячные величины потока солнечной радиации (*кал/см² · мин*) на перпендикулярную поверхность для различных высот солнца, по наблюдениям Н. Н. Калитина в Павловске

Высота солнца, *град*	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	0,25	0,21	0,18	0,16	0,13	0,11	0,08	0,10	0,12	0,16	0,20	0,21
3	0,51	0,45	0,41	0,36	0,32	0,29	0,24	0,28	0,32	0,42	0,48	0,51
5	0,65	0,61	0,56	0,50	0,46	0,42	0,37	0,42	0,46	0,58	0,63	0,66
7	0,76	0,72	0,67	0,60	0,56	0,53	0,49	0,53	0,57	0,68	0,74	0,78
9	0,86	0,82	0,77	0,69	0,65	0,61	0,58	0,62	0,66	0,76	0,84	—
11	—	0,90	0,84	0,76	0,72	0,69	0,65	0,69	0,73	0,82	0,92	—
13	—	0,96	0,91	0,83	0,78	0,75	0,72	0,76	0,80	0,88	0,99	—
15	—	1,02	0,96	0,88	0,83	0,80	0,77	0,82	0,85	0,94	1,06	—
17	—	1,07	1,00	0,93	0,87	0,84	0,82	0,87	0,91	0,99	—	—
19	—	1,12	1,05	0,98	0,92	0,89	0,86	0,92	0,96	1,03	—	—
21	—	—	1,09	1,02	0,95	0,93	0,90	0,97	1,00	1,08	—	—
23	—	—	1,12	1,05	0,99	0,96	0,94	1,01	1,04	1,12	—	—
25	—	—	1,15	1,09	1,02	0,99	0,97	1,05	1,07	1,16	—	—
27	—	—	1,19	1,12	1,05	1,02	1,00	1,07	1,10	—	—	—
29	—	—	1,22	1,15	1,08	1,05	1,03	1,10	1,13	—	—	—
31	—	—	—	1,18	1,10	1,08	1,05	1,12	1,15	—	—	—
33	—	—	—	1,20	1,13	1,10	1,08	1,14	—	—	—	—
35	—	—	—	1,22	1,16	1,12	1,10	1,16	—	—	—	—
37	—	—	—	1,25	1,18	1,15	1,12	1,18	—	—	—	—
39	—	—	—	1,27	1,20	1,17	1,14	1,20	—	—	—	—
41	—	—	—	—	1,22	1,18	1,16	1,21	—	—	—	—
43	—	—	—	—	1,24	1,20	1,18	1,23	—	—	—	—
45	—	—	—	—	1,26	1,22	1,20	1,24	—	—	—	—
47	—	—	—	—	1,28	1,24	1,21	—	—	—	—	—
49	—	—	—	—	1,29	1,25	1,23	—	—	—	—	—
51	—	—	—	—	—	1,27	1,24	—	—	—	—	—
53	—	—	—	—	—	1,28	—	—	—	—	—	—

данным многолетних наблюдений в Павловске. Как видно из приведенного рисунка, уменьшение прихода солнечной радиации на горизонтальную поверхность по сравнению с приходом на перпендикулярную поверхность на широте Павловска ($\varphi = 59°41'$ с. ш.) очень значительно, особенно в январе. Полуденные значения потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность оказываются в июле на 20%, а в январе на 88% меньшими, чем соответствующие величины для перпендикулярной поверхности.

На рис. 83 изображены изоплеты потока солнечной радиации на горизонтальную поверхность, построенные Калитиным для Павловска. Сравнение этих изоплет с изоплетами рис. 80 для потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность обнаруживает, что первые обладают значительно большей сим-

метрией и сглаженностью, чем вторые. В частности, изоплеты потока радиации на горизонтальную поверхность вполне симметричны относительно момента летнего солнцестояния. Такая

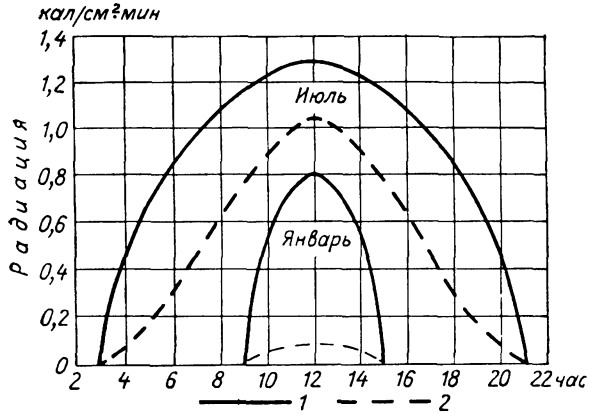


Рис. 82. Суточный ход потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную (*1*) и горизонтальную (*2*) поверхности для Павловска в июле и январе.

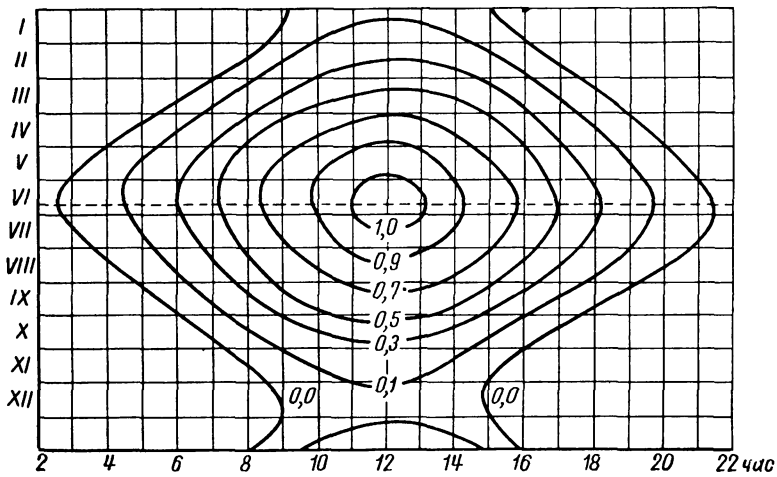


Рис. 83. Изоплеты потока прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность, по данным наблюдений в Павловске.

симметричность и плавность хода изоплет потока радиации на горизонтальную поверхность объясняется сглаживающим влиянием умножения величин потока радиации на перпендикулярную поверхность на $\sin h_{\odot}$.

Естественно, что, как и в случае прихода радиации на перпендикулярную поверхность, в рассматриваемом случае прихода радиации на горизонтальную поверхность изменение последнего обусловлено прежде всего изменением высоты солнца. Однако и в этом последнем случае некоторое влияние на приход радиации оказывают колебания прозрачности атмосферы. Количественная характеристика влияния прозрачности атмосферы может быть дана с помощью табл. 71. Эта таблица аналогична табл. 70 для прихода солнечной радиации на перпендикулярную поверхность.

Таблица 71

Средние месячные величины потока солнечной радиации (*кал/см²·мин*) на горизонтальную поверхность для различных высот солнца, по наблюдениям Н. Н. Калитина в Павловске

Высота солнца, *град*	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
3	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03
5	0,06	0,05	0,05	0,04	0,04	0,04	0,03	0,04	0,04	0,05	0,05	0,06
7	0,09	0,09	0,08	0,07	0,07	0,06	0,06	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10
9	0,13	0,13	0,12	0,11	0,10	0,10	0,09	0,10	0,10	0,12	0,13	—
11	—	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,13	0,14	0,16	0,18	—
13	—	0,22	0,20	0,19	0,18	0,17	0,16	0,17	0,18	0,20	0,22	—
15	—	0,26	0,25	0,23	0,21	0,21	0,20	0,21	0,22	0,24	0,27	—
17	—	0,31	0,29	0,27	0,25	0,25	0,24	0,25	0,27	0,29	—	—
19	—	0,36	0,34	0,32	0,30	0,29	0,28	0,30	0,31	0,34	—	—
21	—	—	0,39	0,37	0,34	0,33	0,32	0,35	0,36	0,39	—	—
23	—	—	0,44	0,41	0,39	0,38	0,37	0,39	0,41	0,44	—	—
25	—	—	0,49	0,46	0,43	0,42	0,41	0,44	0,45	0,49	—	—
27	—	—	0,54	0,51	0,48	0,46	0,45	0,49	0,50	—	—	—
29	—	—	0,59	0,56	0,52	0,51	0,50	0,53	0,55	—	—	—
31	—	—	—	0,61	0,57	0,56	0,54	0,58	0,59	—	—	—
33	—	—	—	0,65	0,62	0,60	0,59	0,62	—	—	—	—
35	—	—	—	0,70	0,67	0,64	0,63	0,67	—	—	—	—
37	—	—	—	0,75	0,71	0,69	0,67	0,71	—	—	—	—
39	—	—	—	0,80	0,75	0,74	0,72	0,75	—	—	—	—
41	—	—	—	—	0,80	0,77	0,76	0,79	—	—	—	—
43	—	—	—	—	0,85	0,82	0,80	0,84	—	—	—	—
45	—	—	—	—	0,89	0,86	0,85	0,88	—	—	—	—
47	—	—	—	—	0,94	0,91	0,88	—	—	—	—	—
49	—	—	—	—	0,97	0,94	0,93	—	—	—	—	—
51	—	—	—	—	—	0,99	0,96	—	—	—	—	—
53	—	—	—	—	—	1,02	—	—	—	—	—	—

Так как числа табл. 71 получены умножением соответствующих чисел табл. 70 на $\sin h_{\odot}$, то ясно, что относительные изменения потоков солнечной радиации на перпендикулярную и горизонтальную поверхности при данной высоте солнца в течение

года одинаковы. Абсолютные значения амплитуды годового хода потока радиации на горизонтальную поверхность оказываются, однако, существенно меньшими и при малых высотах солнца не выходят за пределы погрешности измерений.

Рассмотренные выше данные, характеризующие суточный ход потока солнечной радиации, получены по наблюдениям в безоблачные дни. В реальных условиях небо редко бывает совсем безоблачным и поэтому наблюдаемый в действительности суточный ход потока солнечной радиации оказывается значительно более сложным и неправильным, а общий приход солнечной радиации за день существенно уменьшается. На вопросе об уменьшении прихода солнечной радиации при наличии облачности более подробно остановимся далее.

2. Влияние города на приход прямой солнечной радиации. Совершенно ясно, что наличие значительной запыленности и задымленности атмосферы в условиях большого города будет приводить к существенному уменьшению прихода солнечной радиации в городе по сравнению с сельской местностью. Количественному исследованию вопроса об уменьшении прихода солнечной радиации в условиях большого города посвящено весьма большое число работ, выполненных в СССР и за границей. Эти работы показали, что в больших городах величина потока солнечной радиации оказывается меньше, чем за городом, в среднем на 10—20%.

М. С. Аверкиев и В. Г. Шубцова исследовали особенности радиационного режима Москвы по данным актинометрических наблюдений в Москве и вне Москвы (в Московской области) (табл. 72).

Таблица 72

Результаты измерений потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность в Москве и за городом (Кучино), обработанные В. Г. Шубцовой

	1937 г.							1938 г.		
	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	II	III	IV
Москва	1,19	—	1,11	1,14	1,21	1,26	—	1,29	1,24	1,12
Кучино	1,10	—	1,17	1,21	1,29	1,44	—	1,36	1,36	1,34
Разность	0,09	—	—0,06	—0,07	—0,08	—0,18	—	—0,07	—0,12	—0,22
Число случаев	6	—	1	2	4	1	—	3	6	2

Средняя месячная разность за 1937 и 1938 гг. —0,09
» » » без июня 1937 г. —0,11

Данные табл. 72 показывают, что в среднем поток солнечной радиации на перпендикулярную поверхность в Москве меньше,

чем за городом, на 0,11 *кал/см²·мин.* Аномальное соотношение между потоками радиации в городе и за городом имело место в июне 1937 г. В этом месяце приход солнечной радиации в Москве оказался бóльшим, чем за городом. Причина такого явления заключается, по-видимому, в очень малом количестве осадков в июне 1937 г., в результате чего за городом должна была значительно возрасти пылевая мутность атмосферы, тогда как в городе ежедневная поливка улиц препятствовала сильному возрастанию запыленности воздуха.

М. С. Аверкиев получил значительно меньшую среднюю величину разности потоков солнечной радиации на перпендикулярную поверхность в Москве и за городом, составляющую 0,045 *кал/см²·мин.* Такой результат объясняется, однако, тем, что в этой работе в качестве загородных были использованы наблюдения в Петровско-Разумовском, находящемся на окраине Москвы.

Наиболее значительное влияние города на приход солнечной радиации было обнаружено в результате актинометрических наблюдений, выполненных в Берлине. Здесь поток солнечной радиации на перпендикулярную поверхность в городе в среднем на 20% меньше, чем за городом (в Потсдаме). При малых же высотах солнца это различие достигало 50%.

Наблюдения показывают, что величина дополнительной потери солнечной радиации в городских условиях убывает от центра города к его окраинам. Наиболее существенно сказывается влияние города на ослабление солнечной радиации в безветренную погоду, когда над городом скапливается большое количество пыли и дыма.

3. Суточные суммы тепла солнечной радиации. Как отмечалось выше, суточные суммы солнечной радиации определяются в основном продолжительностью солнечного сияния, высотой солнца и степенью облачности. Поскольку все эти факторы изменяются в течение года и в зависимости от местоположения пункта наблюдения, то естественно, что суточные суммы солнечной радиации будут также иметь годовой ход и зависеть от того, какие климатические условия характерны для рассматриваемого периода наблюдений.

Наиболее длительные и совершенные непрерывные измерения потока солнечной радиации, позволившие определить наблюдаемые суммы радиации, были выполнены Н. Н. Калитиным в Павловске. В течение 29 лет (с 1912 по 1941 г.) в Павловске работал актинограф Крова с приемником в виде термоэлектрической звездочки С. И. Савинова. На рис. 84 изображена полученная Калитиным по данным 26-летних наблюдений кривая годового хода суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность в Павловске (кривая *4*). При построении этой кривой не были использованы наблюдения 1912 и 1941 гг.,

так как они охватывали не весь год, и наблюдения 1913 и 1914 гг., поскольку в эти годы атмосфера была аномально замутненной вследствие извержения вулкана Катмай. Для сопоставления на рис. 84 приведены также кривые годового хода суточных сумм солнечной радиации при отсутствии атмосферы (кривая *1*); в условиях идеальной атмосферы (кривая *2*); в условиях безоблачного неба (кривая *3*). Как показывает рис. 84, максимум в годовом ходе суточных сумм солнечной радиации приходится на июнь—начало июля, когда высота солнца является наибольшей.

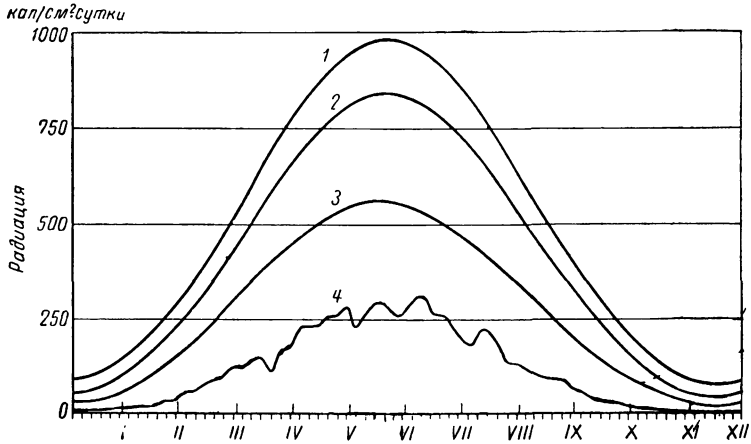


Рис. 84. Годовой ход суточных сумм тепла солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

Однако наибольшее значение действительной суточной суммы радиации наблюдается не в день летнего солнцестояния, когда высота солнца максимальна, а в начале июня. Это обусловлено влиянием облачности на приход солнечной радиации.

Сравнивая кривые *3* и *4*, мы видим, что вообще влияние облачности на приход солнечной радиации очень велико: действительные суточные суммы радиации оказываются значительно меньше возможных. Величины осредненных по пятидневкам за 1915—1940 гг. действительных суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность изменяются в течение года от 1,5 *кал/см²·мин* в первой пятидневке января до 316 *кал/см²·мин* во второй пятидневке июля. Возможные же суммы должны быть в зимние месяцы в несколько десятков раз больше, а в летнее время года примерно вдвое.

Рассмотренные выше данные характеризуют величины сумм тепла солнечной радиации на горизонтальную поверхность. В табл. 73, составленной В. Н. Украинцевым, приведены вели-

Таблица 73

Отношение (%) суточных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность к соответствующим суммам солнечной радиации на перпендикулярную поверхность

Пункт наблюдений		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Ташкент	1	34	40	51	59	64	65	64	61	54	46	36	31	53
	2	35	44	55	63	68	68	67	63	57	—	38	33	59
Тбилиси	1	35	42	52	59	64	61	65	62	56	48	37	31	53
	2	36	44	55	64	70	71	71	66	59	49	39	34	60
Владивосток	1	33	42	51	—	—	—	—	62	53	42	32	29	—
	2	35	44	55	65	71	71	73	68	56	44	34	30	52
Кисловодск	1	32	34	50	57	63	65	64	59	52	42	32	29	51
	2	33	44	54	63	65	69	67	65	57	44	37	31	54
Феодосия	1	28	37	46	54	62	64	63	60	51	41	33	28	50
	2	34	40	52	59	66	—	65	63	54	45	—	32	—
Евпатория	1	29	39	49	59	63	66	64	60	52	43	33	25	51
	2	32	—	53	62	66	—	65	61	53	44	34	29	—
Одесса	1	(23)	37	47	56	62	65	65	58	50	39	31	18	50
	2	30	39	49	59	66	66	67	61	53	43	31	27	57
Иркутск	1	—	30	41	52	58	59	60	55	46	35	25	—	—
	2	24	33	44	54	60	63	64	58	49	37	26	20	50
Петровско-	1	20	28	39	48	52	55	55	48	41	30	20	13	42
Разумовское	2	20	30	41	52	57	60	59	55	47	33	21	16	53
Павловск	1	11	20	32	43	50	54	52	47	38	25	13	8	39
	2	14	24	36	47	54	56	56	51	42	29	16	9	48
Якутск	1	9	20	32	42	50	55	51	45	41	24	11	(6)	41
	2	11	21	33	44	53	55	54	48	39	26	13	8	44

Примечание. 1 — при безоблачном небе, 2 — при фактических условиях облачности.

чины отношения $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$ по данным наблюдений в различных пунктах СССР. Из этой таблицы вытекает, что во всех пунктах наблюдений величины отношения $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$ максимальны в весенне-летние месяцы. Это указывает на то, что основным фактором, определяющим соотношение между суточными суммами радиации на горизонтальную и перпендикулярную поверхности, является высота солнца. Однако изменение условий облачности и прозрачности атмосферы также сказывается на величинах $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$. Как отмечает Украинцев, во всех случаях, когда ухудшаются «радиационные условия», наблюдается увеличение отношения $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$. Так, например, при уменьшении прозрачности атмосферы $\Sigma S'$ уменьшается в меньшей степени, чем ΣS, и, следовательно, $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$ возрастает. Это происходит по той причине, что возраста-

ние ослабления радиации с уменьшением прозрачности атмосферы сильнее всего проявляется при малых высотах солнца, когда горизонтальная поверхность получает незначительное, а вертикальная — вполне заметное по сравнению с суточной суммой количество солнечной радиации. То же самое наблюдается и при появлении и увеличении или уплотнении облачности, если только увеличение облачности не приходится исключительно на околополуденное время. Именно по этой причине величины отношения возможных сумм солнечной радиации на горизонтальную и вертикальную поверхности оказываются систематически меньше соответствующих отношений действительных сумм (табл. 73).

4. Месячные суммы тепла солнечной радиации. Располагая данными о суточных суммах солнечной радиации, нетрудно рассчитать также месячные суммы. Как уже отмечалось выше, наиболее надежный материал для определения сумм тепла солнечной радиации дают непрерывные 29-летние наблюдения в Павловске. В табл. 74, составленной Н. Н. Калитиным по данным наблюдений в Павловске с 1914 по 1940 г., приведены средние, максимальные и минимальные месячные суммы солнечной радиации на перпендикулярную и горизонтальную поверхности. Из этой таблицы видно, что максимум в годовом ходе месячных сумм радиации достигается в июне—июле, когда продолжительность дня и высота солнца являются наибольшими. Обращает на себя внимание весьма значительное различие между максимальными и минимальными величинами сумм радиации. Это

Таблица 74

Средние, максимальные и минимальные месячные суммы тепла солнечной радиации (*кал/см²*) на перпендикулярную и горизонтальную поверхности для Павловска

Месяц	Средние	Максимальные	Минимальные	Средние	Максимальные	Минимальные
	Перпендикулярная поверхность			Горизонтальная поверхность		
I	1 290	2 920	380	180	310	50
II	2 670	5 620	400	620	1 340	80
III	7 080	13 170	3 690	2 560	4 650	1 520
IV	9 400	13 820	4 600	4 400	6 990	1 990
V	14 300	20 950	9 600	7 620	10 200	5 060
VI	14 480	19 670	7 390	8 140	10 950	4 000
VII	14 570	22 440	9 250	8 130	12 380	5 200
VIII	10 750	16 770	5 730	5 440	8 760	2 880
IX	6 790	9 850	3 970	2 790	4 190	1 630
X	3 280	5 200	1 040	950	1 500	300
XI	1 070	2 540	280	170	420	47
XII	730	2 100	36	70	180	4

указывает на то, что месячные суммы солнечной радиации для одного и того же месяца могут существенно изменяться от года к году. Особенно велики изменения декабрьских сумм, превышающие в некоторые годы 100% по отношению к средней многолетней величине.

Подобный же вывод о значительной изменчивости месячных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность был получен Ф. А. Белецким по наблюдениям в Одессе и некоторыми другими авторами. Основная причина изменчивости месячных сумм радиации заключается в изменении условий облачности и прозрачности атмосферы.

Несмотря на значительную изменчивость месячных сумм солнечной радиации от года к году, устойчивость их средних значений оказывается весьма высокой. Об этом можно судить по данным табл. 75, в которой приведены рассчитанные С. М. Горленко по наблюдениям в Павловске в 1913—1933 гг. величины месячных сумм $\Sigma S'$, $\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{1}^{n} (\Delta Q_г)^2}{n-1}}$ и $\varepsilon = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$. Величину σ Горленко называет модулем устойчивости среднего значения суммы солнечной радиации, ε — погрешностью среднего значения суммы.

Таблица 75

Изменчивость средних месячных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность

Месяц	$\Sigma S'$	σ	ε	Месяц	$\Sigma S'$	σ	ε
I	188	45	10	VII	8 408	20	4
II	602	50	11	VIII	5 161	24	5
III	2 800	30	7	IX	2 693	23	5
IV	4 198	25	5	X	974	26	6
V	7 513	21	5	XI	162	62	14
VI	7 617	22	5	XII	77	48	10
				За год	40 393	8	2

Как видно из табл. 75, лишь в зимнее время года (ноябрь—февраль) имеет место большая изменчивость средних величин месячных сумм радиации на горизонтальную поверхность. Для всех же остальных месяцев (март—октябрь) изменчивость средних величин сумм радиации оказывается очень малой (в летнее время года относительная изменчивость $\frac{\sigma}{\Sigma S'}$ менее 1%).

Совершенно незначительной является изменчивость средней годовой суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

Б. В. Тарнижевский, используя известные из математической статистики результаты, проанализировал вопрос о точности определения сумм радиации в общем виде. Если использовать распределение Стьюдента, доверительная оценка средних величин может быть получена по неравенству

$$-\frac{\bar{s}}{\sqrt{n}}t<\bar{x}-a<\frac{\bar{s}}{\sqrt{n}}t, \tag{5.59}$$

где a — средняя генеральной совокупности с нормальным законом распределения изучаемого признака (сумм радиации); $\bar{s}$ — стандарт (среднее квадратическое отклонение) выборки, по которому приближенно оценивается стандарт генеральной средней; $\bar{x}$ — средняя выборка из генеральной совокупности; n — число членов выборки (лет наблюдений); t — параметр распределения Стьюдента $P=f(t, k)$ (индекс k выражает так называемое число степеней свободы).

Задав надежность $\alpha=1-P$ и индекс k, зависящий от n, можно по соответствующим таблицам найти t и, если также определен диапазон изменений стандарта сумм радиации, можно по заданной надежности рассчитать точность определения средней суммы радиации для различного числа лет наблюдений.

Используя результаты актинометрических наблюдений в Павловске, Ташкенте и Одессе, Тарнижевский нашел, что стандарты месячных и годовых сумм радиации колеблются от 0,05 до 6,32 *кал/см²*. Задав надежность, равную 90%, Тарнижевский рассчитал табл. 76, характеризующую точность определения средних месячных сумм прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации при различных значениях стандартов и числе лет наблюдений.

Если, например, по 15-летнему ряду наблюдений в Карадаге получается среднегодовая сумма прямой солнечной радиации на перпендикулярную поверхность, составляющая 129,3 *ккал/см²*, а стандарт годовых сумм равен 3,22 *ккал/см²*, то по табл. 76 находим, что в этом случае точность определения среднегодовой суммы при надежности 0,9 равна 1,45 *ккал/см²* или 1,1%.

В табл. 77 приведены полученные Тарнижевским данные о числе лет наблюдений, необходимом для определения средних месячных и годовых сумм радиации с точностью 10% при надежности 0,9.

Отсюда видно, что даже для обеспечения такой невысокой точности расчета для зимних месяцев требуются весьма продолжительные ряды наблюдений. З. И. Пивоварова справедливо заметила, однако, что ввиду малости зимних сумм радиации требования к относительной точности их определения могут быть значительно более мягкими, чем для летних месяцев, которым соответствуют большие суммы радиации.

Таблица 76

Точность определения средних месячных и годовых сумм радиации $\varepsilon = \bar{x} - a$ (*ккал/см²*) при надежности 0,9

Число лет наблюдений	Стандарты, *ккал/см²*																	
	0,05	0,10	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	6,0	7,0
2	0,22	0,45	1,12	2,24	3,36	4,48	5,60	6,72	7,84	8,96	11,20	13,44	15,68	17,92	20,16	22,40	26,88	31,36
3	0,08	0,17	0,42	0,84	1,27	1,69	2,11	2,54	2,96	3,38	4,22	5,07	5,92	6,76	7,60	8,45	10,14	11,83
5	0,05	0,10	0,24	0,48	0,71	0,95	1,19	1,42	1,66	1,90	2,38	2,85	3,32	3,80	4,28	4,75	5,70	6,65
10	0,03	0,06	0,14	0,29	0,44	0,58	0,72	0,87	1,02	1,16	1,45	1,74	2,03	2,32	2,61	2,90	3,48	4,06
15	0,02	0,04	0,11	0,22	0,34	0,45	0,56	0,68	0,79	0,90	1,12	1,35	1,58	1,80	2,02	2,25	2,70	3,15
20	0,02	0,04	0,10	0,20	0,29	0,39	0,49	0,58	0,68	0,78	0,98	1,17	1,36	1,56	1,76	1,95	2,34	2,73
30	0,02	0,03	0,08	0,16	0,23	0,31	0,39	0,46	0,54	0,62	0,78	0,93	1,08	1,24	1,40	1,50	1,86	2,17
40	0,01	0,03	0,06	0,13	0,20	0,26	0,32	0,39	0,46	0,52	0,65	0,78	0,91	1,04	1,17	1,30	1,56	1,82

Таблица 77

Число лет наблюдений, необходимое для определения средних месячных и годовых сумм радиации с точностью 10% при надежности 0,9

Вид радиации	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Ташкент													
Прямая	28	15	19	7	7	5	3	4	3	8	18	14	3
Рассеянная . . .	15	15	8	6	7	7	8	6	13	8	14	18	4
Суммарная . . .	5	9	10	6	4	4	3	3	3	4	9	7	3
Павловск													
Прямая	57	36	19	15	11	13	18	15	23	15	40	—	4
Рассеянная . . .	16	15	13	8	3	5	7	6	6	9	15	20	3
Суммарная . . .	15	13	12	7	5	5	6	7	8	5	26	21	3
Одесса													
Прямая	38	70	10	12	11	8	6	10	7	57	23	82	3

Общий характер годового хода месячных сумм солнечной радиации (один максимум летом и один минимум зимой) остается неизменным почти во всех пунктах на земном шаре. Однако величины месячных сумм существенно изменяются в зависимости от географического местоположения и климатических условий данного пункта.

Интересно также сопоставить наблюденные месячные суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность с месячным приходом солнечной радиации в условиях идеальной атмосферы и при отсутствии атмосферы. Такого рода сопоставление было произведено Т. Т. Плешковой для бухты Тихой, Павловска, Ташкента и Владивостока (рис. 85). Кривые *1* на этих рисунках характеризуют годовой ход месячных сумм радиации в перечисленных пунктах при отсутствии атмосферы. Кривые *2* определяют изменение месячного прихода радиации в условиях идеальной атмосферы. Кривые *3* отражают годовой ход наблюденных месячных сумм солнечной радиации. Этот рисунок позволяет наглядно проанализировать соотношение между приходом радиации при отсутствии атмосферы, в условиях идеальной атмосферы и в действительных условиях. Естественно, что наиболее близко приближаются наблюденные суммы радиации к теоретически рассчитанным для условий идеальной атмосферы в южных пунктах, где высоты солнца являются наибольшими. Обращает на себя внимание весьма своеобразный двойной годовой ход месячных сумм солнечной радиации во Владивостоке. Образование вторичного минимума прихода радиации в летние месяцы

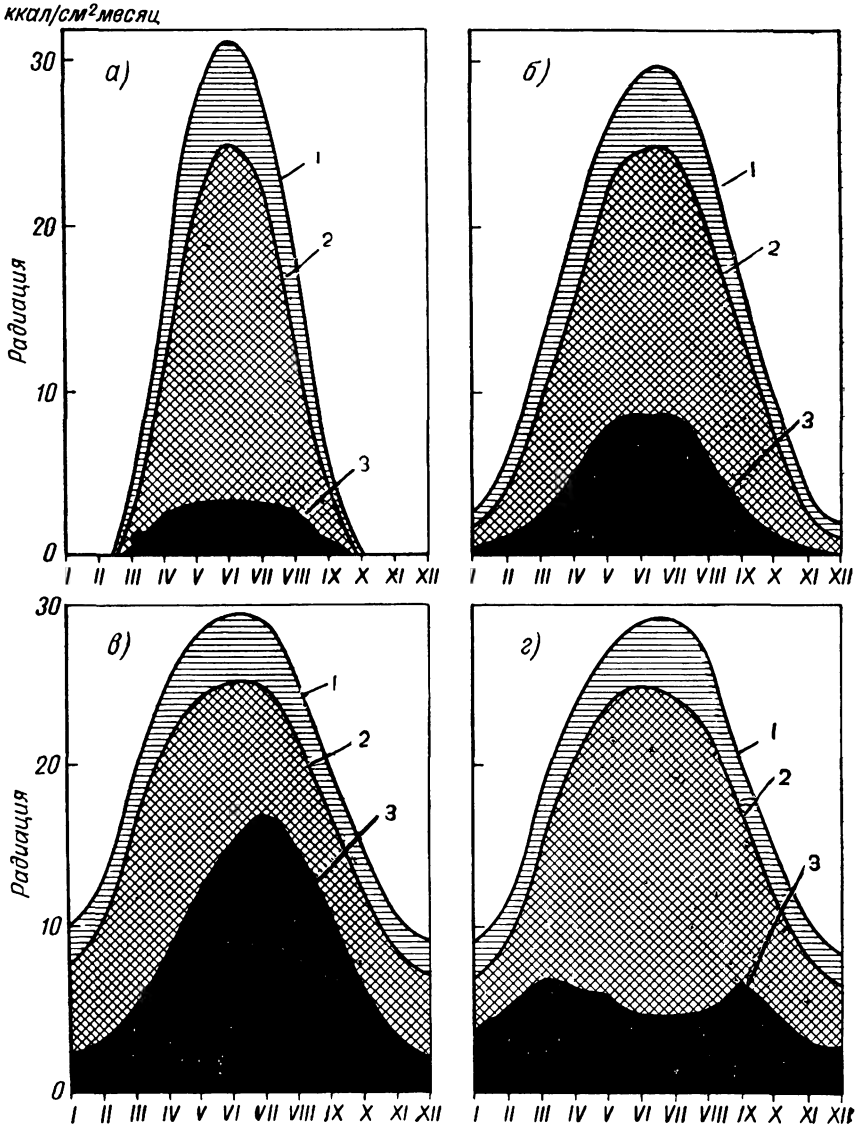


Рис. 85. Годовой ход месячных сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность при отсутствии атмосферы, при идеальной и реальной атмосфере для бухты Тихой (*а*), Павловска (*б*), Ташкента (*в*) и Владивостока (*г*).

обусловлено здесь значительным увеличением облачности муссонного происхождения в летние месяцы.

Как показывает рис. 85, в бухте Тихой с октября по февраль — в течение полярной ночи — приход солнечной радиации совершенно отсутствует; максимальная величина месячной суммы солнечной радиации наблюдается в июле и составляет 3,2 *ккал/см²·месяц*. В Павловске месячные суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность изменяются в пределах от 0,7 *ккал/см²·месяц* в декабре до 8,1 *ккал/см²·месяц* в июле. В Ташкенте минимальный месячный приход солнечной радиации на горизонтальную поверхность, равный 1,9 *ккал/см²·месяц*, наблюдается в декабре, а максимальный приход радиации, равный 16,7 *ккал/см²·месяц*, — в июле.

Заметим, что месячные суммы солнечной радиации, рассчитанные для условий идеальной атмосферы, сравнительно немного отличаются от возможных сумм (максимальные значения возможных сумм примерно на 5—6 *ккал/см²·месяц* меньше соответствующих величин для идеальной атмосферы). Поэтому соотношение между кривыми *2* и *3* (с учетом указанной поправки) приближенно характеризует различие между действительными и возможными суммами солнечной радиации на горизонтальную поверхность.

5. Сезонные и годовые суммы тепла солнечной радиации. Так же как и месячные суммы тепла солнечной радиации, сезонные и годовые суммы определяются в основном широтой и условиями облачности и прозрачности атмосферы того или иного пункта наблюдения.

Таблица 78

Средние сезонные и годовые суммы солнечной радиации на перпендикулярную ΣS и горизонтальную $\Sigma S'$ поверхности в Павловске и Ташкенте, по данным И. Н. Ярославцева

Сезон	Павловск (59,7° с. ш.)		Ташкент (41,3° с. ш.)	
	ΣS	$\Sigma S'$	ΣS	$\Sigma S'$
Зима	5,3	2,2	10,9	7,2
Весна	36,5	36,4	21,0	25,9
Лето	44,8	51,6	40,7	46,0
Осень	13,4	9,8	24,4	20,9
Год	82 623	39 758	174 430	101 640

В табл. 78 представлено относительное сезонное распределение сумм солнечной радиации (величины сезонных сумм выражены в процентах по отношению к годовой сумме) и указаны абсолютные значения (*кал/см²·год*) годовых сумм солнечной радиации. Рассматриваемая таблица показывает, что приход сол-

нечной радиации в Ташкенте значительно больше, чем в Павловске; при этом особенно значительно отличаются сезонные и годовые суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность. Как в Павловске, так и в Ташкенте максимум прихода солнечной радиации наблюдается летом. Такая же закономерность сезонного распределения солнечной радиации имеет место и в большинстве других пунктов наблюдения. Однако в некоторых пунктах, где летом значительно возрастает облачность, максимум прихода радиации смещается на весну и осень. Примером может служить Владивосток, где летняя сумма солнечной радиации на перпендикулярную поверхность составляет 20,6 *ккал/см²*, а весенняя и осенняя суммы равны соответственно 30,2 и 33,3 *ккал/см²*.

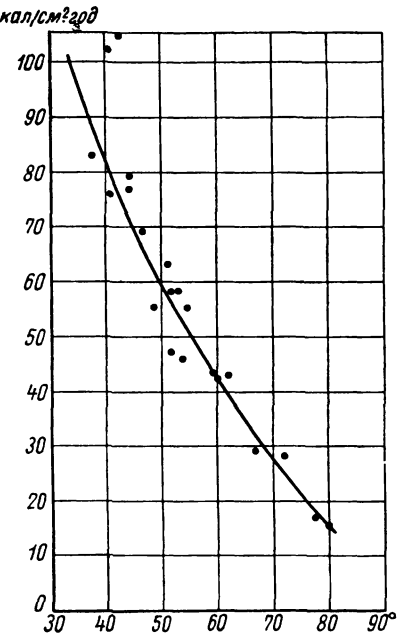


Рис. 86. Изменение годовых сумм тепла солнечной радиации на горизонтальную поверхность в зависимости от широты.

Воспользовавшись данными наблюдений 22 станций, расположенных в различных пунктах северного полушария, Т. Г. Берлянд исследовала изменение годовых сумм солнечной радиации на горизонтальную поверхность в зависимости от широты (рис. 86). Нанесенные на рассматриваемом рисунке точки характеризуют величины наблюденных в различных пунктах годовых сумм радиации. Как видно из рис. 86, годовые суммы солнечной радиации изменяются от 10 *ккал/см²·год* на широте $\varphi=80°$ с. ш. до 100 *ккал/см²·год* на широте $\varphi=36°$ с. ш. Рассеяние точек относительно кривой сравнительно невелико. Это указывает на то, что зависимость от широты (т. е. от высоты солнца, продолжительности дня) является доминирующим фактором, определяющим географическую изменчивость годовых сумм солнечной радиации. Лишь в области низких широт ($\varphi<40°$) наблюдается значительное рассеяние точек относительно средней кривой, обусловленное, по-видимому, существенным влиянием облачности на приход солнечной радиации.

Выше было отмечено, что месячные суммы тепла солнечной радиации претерпевают значительные изменения от года к году. Естественно, что в результате этих изменений должны возник-

нуть соответствующие вековые вариации годовых сумм солнечной радиации. По данным длительных актинометрических наблюдений Н. Н. Калитина в Павловске с 1913 по 1935 г., отклонения наблюденных годовых сумм солнечной радиации на перпендикулярную поверхность от средней многолетней суммы колеблются в пределах от —18 до +13%. Для сумм на горизонтальную поверхность соответствующие значения отклонений составляют —16% и +12%. Интересным является при этом тот факт, что максимальные отклонения от средней многолетней величины в сторону бóльших и в сторону меньших значений наблюденных сумм отмечались в два следующих один за другим года: в 1921 и 1922. В год максимальной годовой суммы солнечной радиации последняя составляла 37% возможной для перпендикулярной поверхности и 41% возможной для горизонтальной поверхности. Соответствующие отношения максимальных годовых сумм солнечной радиации к возможным равны 26 и 31%.

Значительно меньшие отклонения наблюденных в одинаковые годы сумм солнечной радиации от средней многолетней получил И. Н. Ярославцев по данным наблюдений в Ташкенте в 1926—1945 гг. Согласно этим данным, изменение годовых сумм солнечной радиации на перпендикулярную поверхность колеблется в пределах от —6,6 до +7,6% среднемноголетней величины годовой суммы. Для горизонтальной поверхности аналогичные изменения составляют от —6,8 до +6,2%. Таким образом, во всех случаях вековые изменения годовых сумм солнечной радиации в Ташкенте не выходят за пределы ±8% средней многолетней величины. Примерно такие же результаты получаются по данным 10-летних наблюдений в Тбилиси и Иркутске.

Главной причиной вековой изменчивости годовых сумм солнечной радиации являются колебания облачности и прозрачности атмосферы.

Как показывают рассмотренные выше данные, изменчивость годовых сумм солнечной радиации значительно меньше изменчивости месячных и дневных сумм радиации. Соответственно этому значительно меньшей оказывается изменчивость средних годовых сумм солнечной радиации. Согласно приведенной выше табл. 78, изменчивость средней годовой суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность по данным наблюдений в Павловске ничтожно мала. Такие же результаты получаются и для многих других пунктов.

Интересно отметить, что, хотя годовые суммы солнечной радиации на горизонтальную и перпендикулярную поверхности заметно изменяются от года к году, отношение этих величин остается почти неизменным. По данным И. Н. Ярославцева для Ташкента и Павловска, величины $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$ изменяются от года к году по отношению к среднему многолетнему значению не бо-

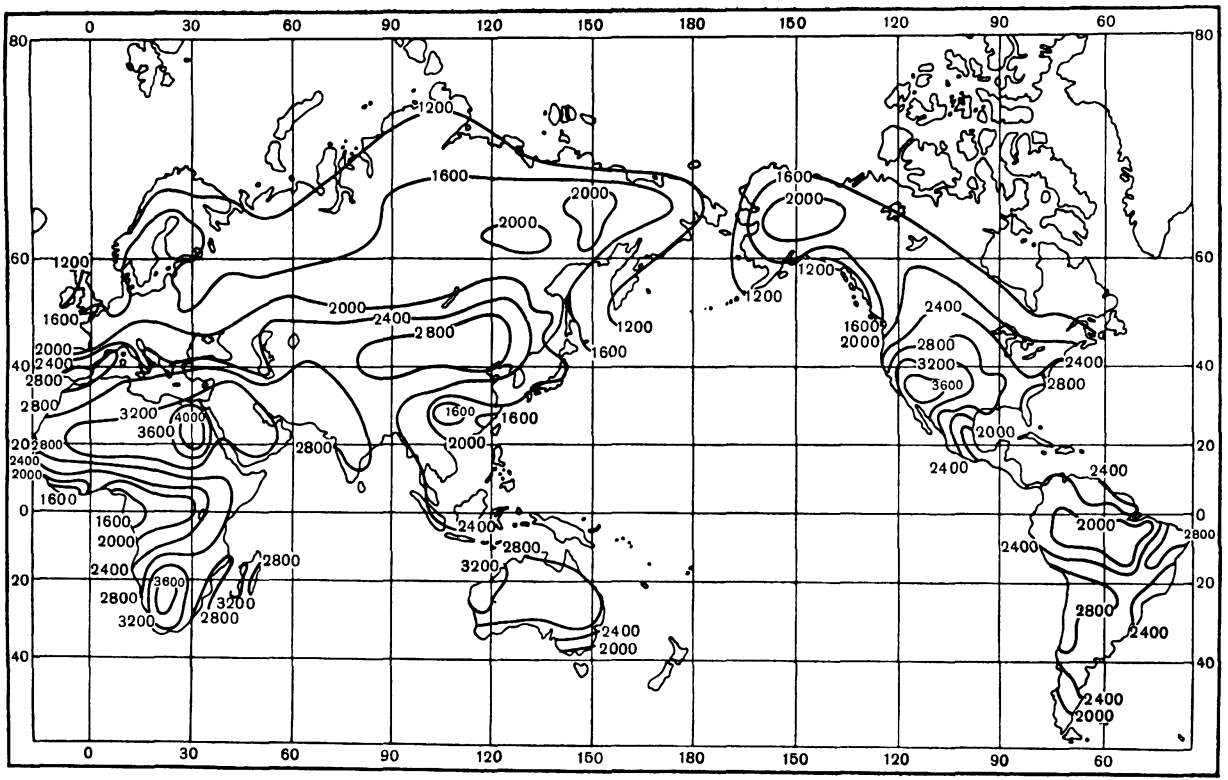


Рис. 87. Географическое распределение годовых величин продолжительности солнечного сияния (*час*).

лее чем на ±1%. Лишь 1919 и 1928 гг. в Павловске составляли исключение из этого правила: в эти годы имели место несколько бóльшие колебания $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$. Малая изменчивость отношения годовых сумм на горизонтальную к суммам на перпендикулярную поверхность позволяет производить пересчет одних сумм в другие, используя раз навсегда определенный коэффициент пропорциональности. Численное значение $\frac{\Sigma S'}{\Sigma S}$ будет, разумеется, зависеть от широты, увеличиваясь с ее уменьшением.

На рис. 87 изображено полученное Т. Г. Берлянд и В. Я. Данильченко распределение годовых величин продолжительности солнечного сияния, которое качественно отражает основные особенности планетарного географического распределения прихода солнечной радиации.

Согласно данным рис. 87, на всем земном шаре годовая продолжительность солнечного сияния s изменяется от 500 до 4100 *час*. Наиболее солнечными являются субтропические пустыни и полупустыни (в особенности Сахара в районе Асуана и пустыня в штате Колорадо, США). На материках всегда наблюдается увеличение продолжительности солнечного сияния в глубь континента. Наиболее пасмурными областями являются западное и северное побережья Евразии, а также западное побережье Канады. Самое пасмурное место на земном шаре — Южные Оркнейские острова ($s \leqslant 483$ *час*).

Исключительно высоки величины прихода солнечной радиации в условиях Антарктиды. Так, например, по данным Н. П. Русина, максимальные величины потока солнечной радиации на перпендикулярную поверхность составляют в Антарктиде около 1,67 *кал/см²·мин* и превосходят соответствующие значения, зарегистрированные в каком-либо другом районе земного шара (это относится, например, и к высокогорным станциям Средней Азии). То же самое относится и к возможным суточным суммам солнечной радиации на горизонтальную поверхность, достигающим 700—740 *кал/см²* на побережье Антарктиды и 850—900 *кал/см²* на наиболее высоких точках ледникового плато.

Весьма значительны также месячные и годовые действительные суммы солнечной радиации на горизонтальную поверхность, что можно видеть из сравнения составленной Н. П. Русиным табл. 79 с приведенными выше данными для умеренных и низких широт.

§ 11. Приход солнечной радиации на наклонные поверхности

Выше был рассмотрен вопрос о приходе солнечной радиации на перпендикулярную к направлению лучей и горизонтальную поверхности. Реальные подстилающие поверхности во многих случаях не являются, однако, горизонтальными.

Таблица 79

Месячные и годовые суммы (*ккал/см²*) прямой радиации, падающей на горизонтальную поверхность в Антарктиде, при средних условиях облачности

Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Оазис	8,7	6,2	3,0	1,1	0,4	—	—	0,6	2,7	4,8	7,3	9,2	44,0
Мирный	10,6	7,5	4,0	0,9	0,1	—	—	0,8	2,2	5,7	10,3	12,8	54,9
Пионерская . .	13,9	9,1	4,7	1,1	0,0	—	—	0,1	2,9	7,3	11,7	13,7	64,5
Восток-1 . . .	14,9	9,1	3,3	0,4	—	—	—	0,0	1,6	7,4	12,5	15,8	65,0
Комсомольская .	21,1	12,9	5,7	0,8	—	—	—	0,0	2,7	10,0	17,8	23,7	94,7
Восток и Советская	22,3	14,8	4,2	0,4	—	—	—	—	1,8	8,7	20,0	25,6	97,8
Южный полюс	15,3	8,8	0,9	—	—	—	—	—	0,2	4,8	12,7	17,5	60,2

Большой практический интерес для агрометеорологии представляет задача определения прихода солнечной радиации к склонам различной ориентации. Решение этой задачи имеет важное значение также для гелиотехники, разработки наиболее рациональных методов сушки торфа и ряда других вопросов.

1. Общие соотношения. Расчетам прихода солнечной радиации к склонам посвящено большое число исследований. Одна из первых работ в этой области принадлежит П. Т. Смолякову. Рассмотрим, следуя Смолякову, вывод общей формулы для потока солнечной радиации на произвольно ориентированную наклонную поверхность. Обозначая через S_m поток солнечной радиации у земной поверхности на перпендикулярную к лучам поверхность при атмосферной массе m, напишем следующее очевидное выражение для потока солнечной радиации на поверхность склона S_c

$$S_c = S_m \cos i, \tag{5.60}$$

где i — угол падения солнечных лучей на поверхность склона (рис. 88).

Можно показать, что $\cos i$ выражается таким образом:

$$\cos i = \cos \alpha \sin h_\odot + \sin \alpha \cos h_\odot \cos \psi. \tag{5.61}$$

Здесь α — угол наклона склона, $h_\odot$ — высота солнца, $\psi = \psi_\odot - \psi_n$, где $\psi_\odot$, ψ_n — азимуты солнца и проекции нормали к склону на горизонтальную плоскость, отсчитываемые от плоскости меридиана (условимся считать азимуты положительными при отсчете в направлении часовой стрелки).

Высота и азимут солнца определяются следующими известными соотношениями:

$$\sin h_\odot = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega; \tag{5.62}$$

$$\cos\psi_{\odot} = \frac{\sin h_{\odot} \sin\varphi - \sin\delta}{\cos h_{\odot} \cos\varphi};$$

$$\sin\psi_{\odot} = \frac{\cos\delta \sin\Omega}{\cos h_{\odot}}, \qquad (5.63)$$

где φ — широта; δ — склонение солнца; Ω — часовой угол солнца в данный момент времени, отсчитываемый от момента истинного полдня (так же как и для азимутов, будем считать Ω положительным при отсчете в направлении часовой стрелки).

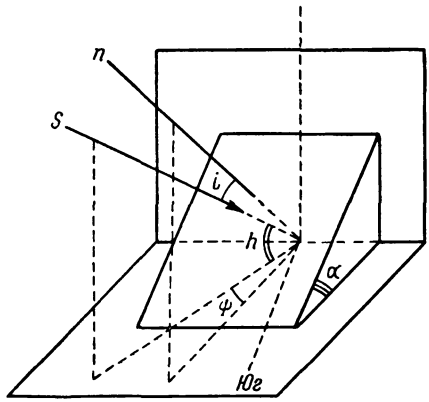


Рис. 88. К выводу формулы для прихода солнечной радиации к склону.

Принимая во внимание соотношения (5.61)—(5.63), получим теперь вместо (5.60)

$$S_c = S_m [\cos\alpha(\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\Omega) + \\ + \sin\alpha \{ \cos\psi_n [\operatorname{tg}\varphi(\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\Omega) - \\ - \sin\delta \sin\varphi] + \sin\psi_n \cos\delta \sin\Omega \}]. \qquad (5.64)$$

Эта формула выражает в общем виде зависимость прихода солнечной радиации к склону от ориентации последнего, определяемой углами α и ψ_n для любой широты φ и в различные моменты времени дня (часовой угол Ω) или года (склонение солнца δ).

Рассмотрим теперь различные предельные соотношения, вытекающие из формулы (5.64).

Горизонтальная поверхность. В этом случае $\alpha=0$ и вместо (5.64) получаем следующее уже известное нам соотношение:

$$S_г = S_m(\sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos\Omega) = S_m \sin h_{\odot}. \qquad (5.65)$$

Вертикальная поверхность. Полагая $\alpha = \frac{\pi}{2}$, находим вместо (5.64)

$$S_в = S_m \{ \cos \psi_n [\operatorname{tg} \varphi (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega) - \\ - \sin \delta \sec \varphi] + \sin \psi_n \cos \delta \sin \Omega \} = S_m \cos h_\odot \cos (\psi_\odot - \psi_n). \quad (5.66)$$

Если вертикальная поверхность обращена к югу ($\psi_n = 0$), то будем иметь

$$S_{в, ю} = S_m [\operatorname{tg} \varphi (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega) - \sin \delta \sec \varphi] = \\ = S_m (\sin \varphi \sin \delta \cos \Omega - \sin \delta \cos \varphi) = S_m \cos h_\odot \cos \psi_\odot . \quad (5.67)$$

Для вертикальной поверхности, обращенной к востоку или западу $\left(\psi_n = \pm \frac{\pi}{2}\right)$, получим

$$S_{в, в (з)} = S_m \cos \delta \sin \Omega = S_m \cos h_\odot \sin \psi_\odot . \quad (5.68)$$

В случае вертикальной поверхности, ориентированной на север ($\psi_n = 180°$), найдем

$$S_{в, с} = S_m (\sin \delta \cos \varphi - \cos \delta \sin \varphi \cos \Omega). \quad (5.69)$$

Принимая во внимание (5.67) и (5.68), можем переписать формулу (5.66) следующим образом:

$$S_в = S_{в, ю} \cos \psi_n + S_{в, в (з)} \sin \psi_n . \quad (5.70)$$

Наклонная поверхность. Согласно (5.65) и (5.66), формула (5.64) может быть преобразована так:

$$S_с = S_г \cos \alpha + S_в \sin \alpha$$

или, учитывая (5.70), найдем вместо последнего соотношения

$$S_с = S_г \cos \alpha + [S_{в, ю} \cos \psi_n + S_{в, в (з)} \sin \psi_n] \sin \alpha . \quad (5.71)$$

Эта формула, впервые выведенная А. Н. Гордовым, показывает, что приход солнечной радиации к склону любой ориентации может быть легко определен, если известны три его составляющие, характеризующие приход радиации на горизонтальную и вертикальные поверхности, ориентированные к югу и востоку (или западу).

Используя (5.71), легко получить формулы, определяющие приход солнечной радиации к склонам, ориентированным на юг, восток (или запад) и на север. Для южного склона ($\psi_n = 0$) имеем

$$S_{с, ю} = S_г \cos \alpha + S_{в, ю} \sin \alpha . \quad (5.72)$$

В случае восточного (или западного) склона $\left(\psi_n = \pm \frac{\pi}{2}\right)$ найдем

$$S_{с, в (з)} = S_г \cos \alpha + S_{в, в (з)} \sin \alpha . \quad (5.73)$$

Для северного склона ($\psi_n = \pm\pi$) получим с учетом (5.69) такое соотношение:

$$S_{с,с} = S_г \cos\alpha + S_{в,с} \sin\alpha. \qquad (5.74)$$

Суточный ход прихода солнечной радиации к склону. Обратимся теперь к анализу суточного хода потока солнечной радиации на произвольно ориентированную наклонную поверхность на основе формулы (5.66). Нетрудно видеть, что эта формула может быть сокращенно переписана следующим образом:

$$S_с = S_m [A_1 + B_1 \cos\Omega + C_1 \sin\Omega], \qquad (5.75)$$

где

$$A_1 = \cos\alpha \sin\varphi \sin\delta + \sin\alpha [\cos\psi_n (\operatorname{tg}\varphi \sin\varphi \sin\delta - \sin\delta \sec\varphi)],$$
$$B_1 = \cos\alpha \cos\varphi \cos\delta + \sin\alpha \cos\psi_n \sin\varphi \cos\delta,$$
$$C_1 = \sin\alpha \cos\delta \sin\psi_n.$$

Напомним, что в случае горизонтальной поверхности аналогичная формула имела такой вид:

$$S_г = S_m [A + B \cos\Omega]. \qquad (5.76)$$

Сравнение формул (5.75) и (5.76) показывает, что в выражении, определяющем суточный ход потока солнечной радиации на негоризонтальную поверхность, появляется дополнительный член типа $C_1 \sin\Omega$, что свидетельствует о различии в суточном ходе потоков солнечной радиации $S_г$ и $S_с$. Ниже будут приведены результаты некоторых расчетов, иллюстрирующие характер указанных различий.

Продолжительность облучения склонов. Весьма важным в практическом отношении является вопрос о продолжительности облучения различно ориентированных склонов. Естественно, что продолжительность облучения склона будет при прочих равных условиях иной, чем в случае горизонтальной поверхности. Нетрудно понять, что в общем случае часовые углы, определяющие моменты начала ($-\Omega_0$) и конца (Ω_0) облучения склона, являются корнями следующего уравнения, вытекающего из формулы (5.75):

$$A_1 + B_1 \cos\Omega_0 + C_1 \sin\Omega_0 = 0. \qquad (5.77)$$

2. Результаты расчетов. Поскольку поток солнечной радиации на произвольно ориентированную наклонную поверхность может быть сравнительно просто и точно выражен через поток солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность, то нет необходимости производить специальные измерения прихода солнечной радиации на наклонную поверхность. Поэтому величина прихода солнечной радиации к склону обычно вычисляется по данным обычных актинометрических измерений по-

тока солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность. Вместе с тем было выполнено также большое число теоретических расчетов прихода солнечной радиации к склонам при различных условиях прозрачности атмосферы. В этом случае величина потока солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность определялась путем расчета по известному значению солнечной постоянной и различным заданным величинам характеристик прозрачности атмосферы (например, коэффициента прозрачности).

Вертикальная поверхность. Наиболее обширные и детальные теоретические расчеты были произведены для прихода солнечной радиации на различно ориентированные вертикальные поверхности в связи с важным практическим значением такого рода расчетов для вопросов строительства. Благодаря исследованиям В. Б. Вейнберга, П. Ю. Гамбурга, И. К. Разумова, М. Николе и Л. Босси и др. этот вопрос исследован весьма всесторонне. В качестве иллюстрации приведем результаты выполненных И. К. Разумовым расчетов дневного хода $\frac{S_в}{S_m}$ для различно ориентированных вертикальных поверхностей летом и зимой на широте $\varphi=60°$ с. ш. (табл. 80). В этой же таблице указаны значения $\frac{S_г}{S_m}$.

Как видно из табл. 94, наблюдается существенное различие в дневном ходе величин $\frac{S_в}{S_m}$ в зависимости от ориентировки вертикальной поверхности. Естественно, что в случае южных стен наблюдается дневной ход с максимумом в истинный полдень. Если же стена повернута к юго-востоку или юго-западу, то время наступления максимума прихода радиации смещается относительно полудня в сторону более ранних часов (для юго-восточных стен) или более поздних (для юго-западных стен). Так, например, в рассматриваемом случае максимум прихода солнечной радиации на юго-западную стену имеет место около 15 *час* по истинному солнечному времени. Существенно отметить, что если в летнее время года поток солнечной радиации на горизонтальную поверхность в околополуденные часы является максимальным, то зимой вертикальные стены южной ориентировки на широте 60° с. ш. получают, особенно в полуденные часы, значительно большее количество солнечной радиации, чем горизонтальная поверхность. Расчеты И. К. Разумова показали, что такие же соотношения получаются и для 40° с. ш.

В случае западных и восточных стен максимум прихода солнечной радиации еще более смещается относительно полудня. Так, например, западная стена летом получает наибольшее количество радиации около 18 *час* по истинному солнечному вре-

Таблица 80

Дневной ход величин отношения потоков солнечной радиации на вертикальную и перпендикулярную к лучам поверхности $\frac{S_в}{S_m}$ на 60° с. ш.

Истинное солнечное время		$\frac{S_г}{S_m}$		$\frac{S_в}{Sm}$									
				лето (21 VI), $\delta = 23{,}5°$					зима (22 XII), $\delta = -23{,}5°$				
З	В	лето	зима	Ю	С	З / В	Ю (З) / Ю (В)	С (З) / С (В)	Ю	С	З / В	Ю (З) / Ю (В)	С (З) / С (В)
9	15												
10	14						0,0212					0,3033	
11	13						0,2335					0,5154	
12	12	0,8037	0,1133	0,5948		0,0000	0,4205		0,9934		0,0000	0,7023	
13	11	0,7880	0,0977	0,5676		0,2373	0,5691		0,9663		0,2373	0,8510	
14	10	0,7422	0,0519	0,4884		0,4585	0,6698		0,8870		0,4585	0,9517	
15	9	0,6694		0,3622		0,6484	0,7146	0,2023					
16	8	0,5744		0,1977		0,7941	0,7012	0,4217					
17	7	0,4639		0,0062		0,8857	0,6306	0,6218					
18	6	0,3452			0,1993	0,9170	0,5074	0,7893					
19	5	0,2265			0,4048	0,8857	0,3400	0,9125					
20	4	0,1160			0,5964	0,7941	0,1396	0,9832					
21	3				0,7608	0,6484		0,9964					
22	2	0,0210											

мени. Зимой общий приход солнечной радиации на западные и восточные стены существенно уменьшается по сравнению с приходом в летнее время. Как видно из табл. 80, в день зимнего солнцестояния западные и восточные стены на широте 60° с. ш. освещаются солнцем всего лишь в течение около двух часов.

Что касается стен северных ориентировок (северных, северо-западных, северо-восточных), то зимой они почти совершенно не получают солнечной радиации (в день зимнего солнцестояния приход радиации полностью отсутствует). Летом приход солнечной радиации к северо-восточным и северо-западным стенам максимален в ранние часы (для северо-восточных стен) или поздние (для северо-западных стен). Вертикальные стены чисто северной ориентации облучаются солнцем дважды в течение дня с большим перерывом в середине дня, когда солнце уходит на юг.

С. В. Мамиконова исследовала закономерности изменения суточных сумм солнечной радиации, получаемых вертикальными стенами различной ориентировки. Расчеты суточных сумм производились по данным актинометрических наблюдений потока солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность в Харькове.

На рис. 89 представлена графически полученная Мамиконовой зависимость возможных суточных сумм солнечной радиации, получаемых вертикальными стенами, от ориентировки стен для четырех дней года, близких к дням солнцестояний и равноденствий. Прямые линии, параллельные оси абсцисс, характеризуют суточный приход солнечной радиации на горизонтальную поверхность в соответствующие дни. Приведенный рисунок показывает, что во всех случаях, кроме летнего времени года, суточный приход радиации к вертикальной поверхности максимален для стен южной ориентации. Летом же максимальное количество радиации получают не южные, а восточные и западные стены. Так же как и потоки солнечной радиации, суточные суммы радиации на вертикальную поверхность, ориентированную на юг, в зимний, осенний и весенний периоды превосходят соответствующие суммы радиации на горизонтальную поверхность.

Аналогичные кривые, характеризующие зависимость действительных сумм солнечной радиации, получаемых вертикальными стенами, от ориентировки стен для тех же четырех избранных дней года изображены на рис. 90. В данном случае обращает на себя внимание асимметрия кривой для летнего времени года: западные стены получают летом значительно меньшее количество солнечной радиации, чем восточные. Такое явление обусловлено увеличением облачности во второй половине дня летом. Влиянием облачности объясняется также существенное уменьшение действительных сумм по сравнению с возможными в зимнее время года и большое различие действительных сумм радиации весной и осенью.

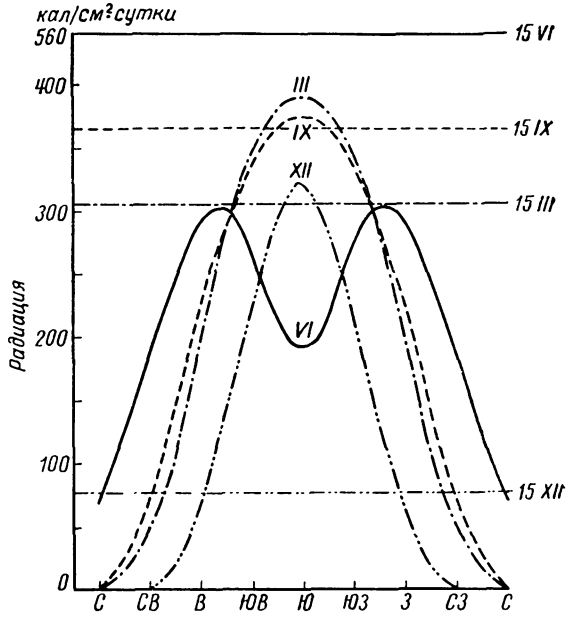


Рис. 89. Возможные суточные суммы тепла солнечной радиации, получаемые различно ориентированными вертикальными стенами.

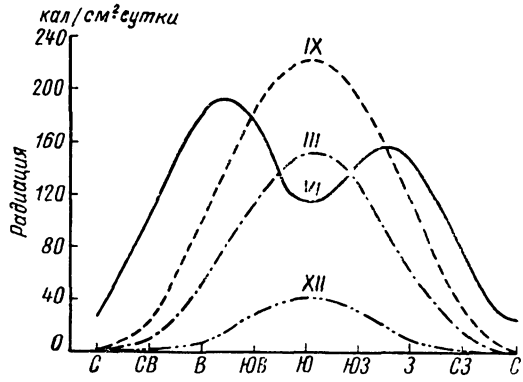


Рис. 90. Действительные суммы тепла солнечной радиации, получаемые различно ориентированными стенами.

Наряду с вопросом о количестве солнечной радиации, получаемом вертикальными стенами, значительный интерес представляет решение задачи о продолжительности облучения стен различной ориентации. Интересные расчеты в этом направлении выполнены В. Г. Кастровым и В. В. Торлецкой.

В табл. 81 даются рассчитанные Кастровым величины относительной продолжительности облучения южной и юго-восточной (или юго-западной) стен в условиях непрерывно ясного неба для дней солнцестояний и равноденствий на различных широтах.

Таблица 81

Относительная продолжительность облучения (в процентах) южных и юго-восточных (юго-западных) стен при отсутствии облачности в различное время года на разных широтах

δ	φ							
	23°27′	30°	40°	45°	50°	56°	60°	66°33′
Южная стена								
23°27′	0	37	53	56	57	56	55	44
0 00	100	100	100	100	100	100	100	100
—23 27	100	100	100	100	100	100	100	100
Юго-восточная или юго-западная стена								
23°27′	50	53	57	59	60	61	58	46
0 00	69	73	76	78	79	80	80	81
—23 27	74	79	87	90	94	98	100	100

Под относительной продолжительностью облучения понимается отношение действительной продолжительности облучения стены данной ориентации $s_д$ к возможной продолжительности солнечного сияния за сутки $s_в$. Как было показано в § 9,

$$s_в = 2 \arccos(-\operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\delta).$$

Величины $s_д$ в случае южной стены определяются следующими простыми соотношениями:

Летнее полугодие $s_д = 2 \arccos(\operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\delta)$,

Зимнее полугодие $s_д = s_в = 2 \arccos(-\operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\delta)$.

Как видно из табл. 81, в зимнее полугодие величина относительной продолжительности облучения южных стен не зависит от широты и всегда равна 100%. Слабо выражена широтная зависимость $\frac{s_д}{s_в}$ и в летнюю половину года. Практически можно считать, что в области широт от 40 до 60° относительная продолжительность облучения южных стен летом также не зависит от широты.

Все это означает, что годовая относительная продолжительность облучения южных стен также не должна практически зависеть от широты. Для юго-восточных и юго-западных стен почти всегда $\frac{s_д}{s_в}<1$, причем широтная зависимость этих величин существенно проявляется лишь в зимнее время года. Поскольку, однако, продолжительность облучения в течение зимы сравнительно невелика, то годовая относительная продолжительность облучения не должна в данном случае существенно зависеть от широты. Приведенные выше результаты показывают, что теоретические расчеты, основанные на использовании чисто астрономических соотношений, свидетельствуют о сравнительно малых широтных различиях годовой относительной продолжительности облучения различно ориентированных стен в области широт 40—60°. Этот факт был ранее установлен эмпирически В. В. Торлецкой. Используя данные наблюдений по гелиографу на различных станциях, расположенных в широтном поясе от 43,5 до 49° с. ш., Торлецкая показала, что для указанной области широт относительная годовая продолжительность облучения стен различной ориентации практически не зависит от широты. Средние величины относительной годовой продолжительности различно ориентированных стен могут быть приближенно охарактеризованы следующими данными:

Ориентировка стен . .	С	СВ	В	ЮВ	Ю	ЮЗ	З	СЗ
$\frac{s_д}{s_в}$ %	4	21	49	78	96	78	50	22

Наклонная поверхность. Рассмотрим теперь результаты расчетов прихода прямой солнечной радиации к склонам различной крутизны и ориентации. Помимо упомянутых выше работ, этому вопросу посвящено большое число других исследований, особенно таких авторов, как А. Н. Гордов, М. С. Аверкиев, М. Н. Грищенко, А. Ф. Захарова, П. П. Кузьмин и Н. К. Новикова и др. В исследованиях перечисленных авторов выполнены расчеты прихода солнечной радиации к склонам в различных условиях. Так, например, Гордов выполнил детальные расчеты потока прямой солнечной радиации на различно, ориентированные склоны на 42° с. ш. Грищенко предложил метод определения ориентировки склонов по географическим картам и произвел вычисления прихода солнечной радиации к склонам на 44°40′ с. ш. Аверкиев составил, воспользовавшись формулой (5.72), подробные таблицы и номограммы, позволяющие определять поток солнечной радиации на поверхность склона в зависимости от входящих в указанную формулу величин α, $h_\odot$ и ψ.

Рассмотрим некоторые результаты расчетов, произведенных

Прямая солнечная радиация на склонах различной ориентировки и крутизны в долях от прямой радиации, поступающей на горизонтальную поверхность, для момента истинного солнечного полдня ($\varphi = 58°$ с. ш.)

Дата	Высота солнца в полдень, *град*	Горизонтальная поверхность	Угол наклона склона, *град*														
			5					10					20				
			Ю	ЮВ ЮЗ	З В	СВ СЗ	С	Ю	ЮВ ЮЗ	З В	СВ СЗ	С	Ю	ЮВ ЮЗ	З В	СВ СЗ	С
1 III	24,0	1,00	1,19	1,13	1,00	0,85	0,80	1,38	1,26	0,99	0,71	0,60	1,74	1,49	0,94	0,39	1,17
15 III	29,2	1,00	1,15	1,10	0,99	0,88	0,84	1,30	1,20	0,98	0,76	0,67	1,55	1,37	0,94	0,50	0,32
1 IV	37,0	1,00	1,11	1,08	1,00	0,91	0,88	1,22	1,15	0,99	0,82	0,75	1,39	1,26	0,94	0,62	0,48
15 IV	41,8	1,00	1,10	1,07	1,00	0,93	0,90	1,18	1,12	0,99	0,85	0,79	1,32	1,21	0,94	0,67	0,56
1 V	47,0	1,00	1,07	1,05	0,99	0,94	0,91	1,15	1,10	0,99	0,87	0,82	1,26	1,16	0,94	0,71	0,62

в упомянутых выше исследованиях. В табл. 82 приведены величины отношения потоков солнечной радиации на поверхность склона и горизонтальную поверхность, рассчитанные Кузьминым и Новиковой для склонов различной крутизны и ориентировки, расположенных на $\varphi = 58°$ с. ш., в момент истинного полдня.

Как видно из табл. 82, в рассматриваемом случае приход солнечной радиации на южные склоны значительно превосходит приход радиации на горизонтальную поверхность и тем более на северные склоны. Это различие заметным образом проявляется даже при наличии пологих склонов ($\alpha = 5°$).

А. Ф. Захарова исследовала различия в приходе прямой солнечной радиации на южные и северные склоны различной крутизны для широт 42, 50, 60 и 70°. Как показала Захарова, условия прихода солнечной радиации не всегда являются наиболее благоприятными для южных склонов. Так, например, в утренние и вечерние часы на всех широтах, особенно на севере, южные склоны оказываются в менее благоприятных условиях облучения, чем северные. В условиях Заполярья при круглосуточном дне для крутых северных склонов наблюдается два максимума прихода солнечной радиации — около 4 и 20 *час*, тогда как крутые южные склоны облучаются лишь в течение промежутка времени от 4—5 до 19—20 *час*. Отмеченные обстоятельства не изменяют, однако, того положения, что суммарный суточный, месячный или годовой приход солнечной радиации на не слишком крутые южные склоны всегда является максимальным. Это можно видеть из табл. 83, в которой приведены рассчитанные А. Ф. Захаровой суточные суммы тепла солнечной радиации для северных и южных склонов различной крутизны в дни равноденствий и солнцестояний.

Как показывает табл. 83, условия максимального суточного прихода солнечной радиации на южные склоны определяются временем года и широтой места, а в конечном счете — высотой солнца. Естественно, что в летнюю половину года, особенно в низких широтах, максимальным будет приход радиации на сравнительно пологие южные склоны. Большая крутизна южного склона в это время не будет благоприятствовать увеличению прихода радиации. Наоборот, в зимнее время года, особенно в высоких широтах, крутые южные склоны будут получать максимальное количество солнечной радиации. Интересно сравнить суточный приход солнечной радиации на склоны и горизонтальную поверхность на различных широтах.

Из табл. 83 видно, например, что южный склон крутизной 20° получает в летний день на широте Ленинграда ($\varphi = 60°$ с. ш.) несколько большее количество солнечной радиации, чем горизонтальная поверхность на широте Харькова ($\varphi = 50°$ с. ш.). В то же самое время северный склон на широте Харькова, имеющий крутизну 10°, получает меньшее количество солнечной радиации, чем

Таблица 83

Суточные суммы тепла прямой солнечной радиации (*кал/см²*) для северных и южных склонов

Дата	Северные склоны, угол наклона, *град*				Горизонтальная поверхность	Южные склоны, угол наклона, *град*			
	40	30	20	10		10	20	30	40
					φ=50° с. ш.				
22 VI	441	551	630	686	727	745	739	721	678
21 III и 23 IX	0	101	197	289	376	443	505	547	577
22 XII	0	0	0	27	88	136	193	235	281
					φ=60° с. ш.				
22 VI	388	488	575	642	709	716	733	727	705
21 III и 23 IX	0	0	91	186	270	346	412	464	503
22 XII	0	0	0	0	14	41	67	89	112

горизонтальная поверхность на широте Ленинграда. Эти сопоставления свидетельствуют о существенном изменении радиационного режима склонов по сравнению с радиационным режимом горизонтальной подстилающей поверхности. Отсюда вытекает, в частности, возможность продвижения южных теплолюбивых культур на север путем культивирования их на южных склонах, находящихся в условиях наиболее благоприятного радиационного режима.

Глава VI

РАССЕЯННАЯ РАДИАЦИЯ АТМОСФЕРЫ

В результате рассеяния солнечной радиации в атмосфере приходящая к земной поверхности коротковолновая радиация представляет собой не только прямую солнечную, но и рассеянную радиацию. В главе IV были рассмотрены основные закономерности рассеяния света в атмосфере. Сейчас мы обратимся к характеристике наблюдаемых закономерностей рассеянной радиации, достигающей земной поверхности. Заметим при этом, что результаты измерений потока рассеянной радиации, которые будут рассмотрены ниже, получены во многих случаях без введения поправок, учитывающих спектральную чувствительность пиранометров и распределение рассеянной радиации по зонам (см. главу II). Поэтому необходимо иметь в виду приближенность измеренных величин потока рассеянной радиации.

§ 1. Распределение энергии в спектре рассеянной радиации

1. Общая характеристика. Как было показано в главе III, интенсивность рассеянного света существенным образом зависит от длины волны рассеиваемого света и в большинстве случаев (при рассеянии света на малых частицах) увеличивается с ее уменьшением. Естественно поэтому, что распределение энергии в спектре рассеянной радиации должно отличаться от соответствующего распределения энергии в спектре прямой солнечной радиации.

В табл. 84 приведены данные теоретических расчетов спектрального состава рассеянной радиации для различных рассеивающих сред. Все величины спектральных потоков рассеянной радиации выражены здесь в 10^{-6} *кал/см*^{2} · *мин.*

Как показывает табл. 84, распределение энергии в спектре солнечной радиации за пределами атмосферы характеризуется

Распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы (10^{-3} *кал/см²·мин*) и спектральный состав рассеянной радиации (10^{-6} *кал/см²·мин*)

	$\Delta\lambda\mu$														
	0,28—0,30	0,30—0,32	0,32—0,34	0,34—0,36	0,36—0,38	0,38—0,40	0,42—0,44	0,46—0,48	0,50—0,52	0,56—0,58	0,64—0,66	0,70—0,72	0,78—0,80	0,86—0,88	0,98—1,00
Солнце	2,6	11,5	21,8	31,3	35,2	36,0	54,3	**62,6**	59,7	54,6	48,4	42,9	35,3	27,1	21,0
1 *см*³ чистого сухого воздуха	4,4	14,4	21,9	**23,5**	20,8	16,9	**17,2**	13,7	9,3	4,4	2,8	1,8	0,8	0,5	0,2
100 капель; $r = 0{,}1\,\mu$ . . .	0,05	0,27	0,44	**0,54**	0,51	0,45	**0,52**	0,46	0,36	0,25	0,136	0,09	0,046	0,027	0,015
25 капель; $r = 0{,}5\,\mu$ . . .	0,14	0,78	1,62	1,78	3,52	3,78	6,41	**7,65**	7,35	6,67	5,48	4,29	3,04	2,11	1,36
5 капель; $r = 1\,\mu$	1,0	4,6	9,2	12,8	14,6	15,1	23,2	**25,6**	20,6	14,4	18,6	**20,0**	18,0	15,8	12,4

Примечание. Полужирным шрифтом выделены максимальные значения.

наличием максимума на участке спектра 0,46—0,48 μ. Радиация, рассеянная сухим и чистым воздухом (релеевское рассеяние), имеет максимум, значительно смещенный в сторону коротких длин волн и приходящийся на участок спектра 0,34—0,36μ, а также вторичный максимум в промежутке длин волн 0,42—0,44μ. Примерно таким же (но с более резко выраженным максимумом на участке 0,42—0,44 μ) оказывается спектральный состав рассеянной радиации в том случае, когда в каждом $см^3$ имеется 100 капель воды радиусом 0,1 μ.

Однако совершенно иная картина имеет место при увеличении размера рассеивающих частиц. При этом значительно увеличивается интенсивность рассеянной радиации, а максимум распределения энергии в спектре рассеяния радиации смещается в сторону более длинных волн. Если число капель составляет 25 на 1 $см^3$, а их радиус равен 0,5 μ, то в этом случае максимум спектрального распределения энергии совпадает с соответствующим максимумом для прямой солнечной радиации за пределами атмосферы. При еще большем возрастании размера капель до 1μ появляется вторичный максимум рассеянной радиации на участке спектра 0,70—0,72μ (происходит некоторое «покраснение» рассеянной радиации).

Рассмотренные данные теоретических расчетов позволяют сделать заключение, что рассеянная радиация безоблачного неба по своему спектральному составу сильно отличается от прямой солнечной радиации, будучи значительно более богата радиацией коротких длин волн. Именно по этой причине, как уже отмечалось выше, безоблачное небо имеет голубую окраску. Что же касается спектрального состава рассеянной радиации облачного неба, то, как это вытекает из табл. 84, в этом случае различие между прямой и рассеянной радиацией должно быть меньшим, чем в случае безоблачного неба.

2. Результаты наблюдений. Хотя история спектральных исследований рассеянной радиации неба весьма продолжительна, имеющиеся до сих пор материалы наблюдений сравнительно ограничены. Кривые спектрального распределения рассеянной радиации, представленные на рис. 91, получены К. Ленцем с помощью спектрофотометра с кварцевой оптикой 13 сентября 1960 г. при высоте солнца $h_{\odot} = 41°$. Значение фактора мутности в момент наблюдений $T = 4{,}5$, что соответствует условиям довольно сильно замутненной атмосферы.

Даже при сравнительно невысокой спектральной разрешающей способности зависимость интенсивности рассеянной радиации от длины волны оказывается существенно не монотонной. Большое число экстремумов на кривых рис. 91 обусловлено прежде всего влиянием фраунгоферовых линий поглощения во внеатмосферном спектре Солнца и теллурических линий, принадлежащих в первую очередь водяному пару и кислороду. Значе-

ния длин волн ($m\mu$), соответствующие упомянутым линиям поглощения (последние пять длин волн относятся к линиям кислорода и водяного пара) следующие: 328; 332; 334; 336,5; 341,5; 344; 352; 359; 361; 373,5; 382,5; 393; 397; 404; 409; 419; 423; 431; 440,5; 447; 452; 460; 470; 486; 500; 517; 543; 560; 573; 589; 635; 656; 687; 718; 762; 814; 935.

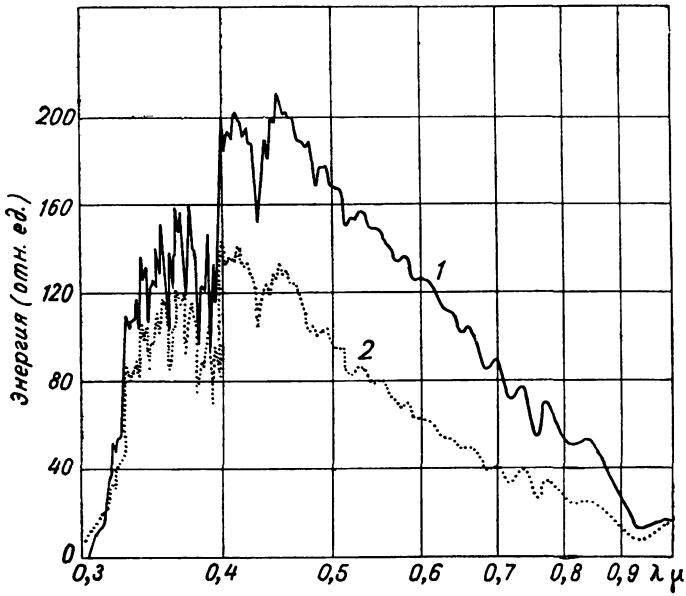


Рис. 91. Спектральное распределение рассеянной радиации безоблачного неба в зените (*1*) и точке, где яркость неба минимальна (*2*).

Как показывает рис. 91, максимумы спектральной интенсивности рассеянной радиации в зените и точке минимума интенсивности приходятся в данном случае на длины волн 451 и 401 $m\mu$ соответственно.

На рис. 92 изображены результаты измерений, выполненных К. Ленцем для различных точек альмукантарата солнца ($h_\odot = 40°$) на угловых расстояниях от солнца φ, равных 20, 50, 90 и 180°. Эти результаты получены 13 сентября 1960 г. при $T = 4{,}5$. Как видно, в данном случае максимум интенсивности рассеянной радиации для всех точек приходится на длину волны $\lambda = 450 m\mu$. Интенсивность рассеянной радиации очень быстро убывает по мере увеличения азимута φ рассматриваемой точки относительно солнца. Очевидно, это указывает на значительную

вытянутость индикатрисы рассеяния во всем исследованном диапазоне длин волн.

Одна из характерных особенностей распределения энергии в спектре рассеянной радиации, отчетливо заметная на рис. 91—92, — наличие глубокого минимума около длины волны 430$m\mu$.

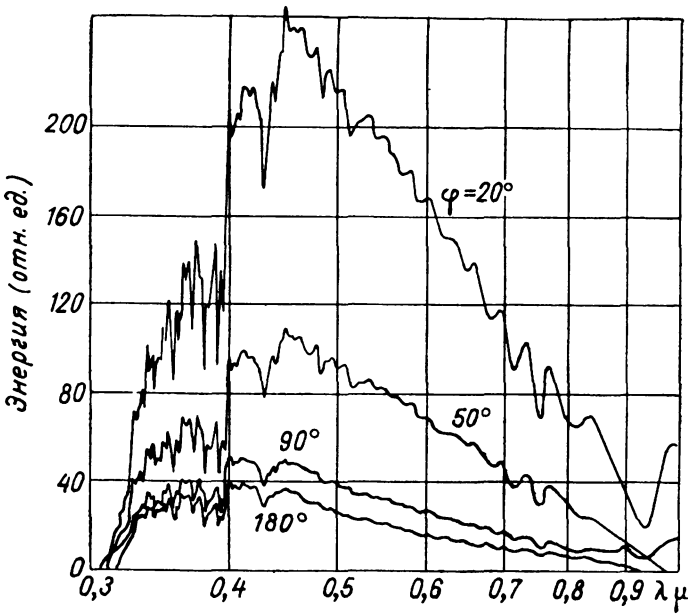


Рис. 92. Спектральное распределение рассеянной радиации в различных точках альмукантарата солнца, значения азимута которых относительно солнца указаны на рисунке.

По данным наблюдений П. Н. Бойко и В. М. Казачевского, положение этого минимума смещается в зависимости от условий наблюдений. При появлении дымки минимум интенсивности раздваивается. До сих пор физическая природа спада интенсивности рассеянной радиации около 430 $m\mu$ остается невыясненной.

Рассмотренные выше данные позволяют охарактеризовать распределение энергии в спектре рассеянной радиации от различных участков небосвода. Между тем в практическом отношении особенно большой интерес представляет исследование спектрального состава рассеянной радиации, приходящей на горизонтальную поверхность от всей полусферы небосвода. Такого рода исследования были выполнены впервые Г. А. Тиховым, Е. Л. Криновым и В. В. Шароновым. Современная методика подобных измерений описана в главе II. Соответствующие результаты измерений будут рассмотрены в главе VII при обсуждении вопроса о спектральном составе суммарной радиации.

§ 2. Угловое распределение интенсивности рассеянной радиации

Познакомившись с основными спектральными свойствами рассеянной радиации, перейдем теперь к характеристике угловой структуры поля рассеянной радиации.

Качественные особенности углового распределения рассеянной радиации при безоблачном небе определяются в первую очередь влиянием двух факторов: формой индикатрисы рассеяния и оптической толщиной атмосферы в данном направлении. В силу вытянутости индикатрисы рассеяния вперед всегда наблюдается максимум интенсивности вблизи солнца. Увеличение оптической толщи атмосферы при возрастании зенитного угла обусловливает рост интенсивности рассеянной радиации в направлении к горизонту. Однако надо подчеркнуть, что описанная картина — не более чем предельно упрощенная схема. В действительности число факторов, определяющих закономерности углового распределения интенсивности рассеянной радиации, гораздо больше, и при этом происходит сложное взаимодействие различных факторов в процессе многократного рассеяния света. Особенно сложным и неоднородным становится поле рассеянной радиации при наличии частичной облачности.

На рис. 93 изображено распределение интенсивности рассеянной радиации при безоблачном небе ($h_\odot = 39°$) по данным Л. А. Кудрявцевой, М. П. Федоровой и автора для Карадага. Измерения осуществлены в данном случае с помощью приемников радиации двух типов: пиранометра Янишевского и селенового фотоэлемента (угловой диаметр входного отверстия трубы, ограничивавшей угол зрения прибора, составлял 10°). За единицу принимались интенсивность радиации в зените. Таким образом, данные рис. 93 позволяют сравнить закономерности углового распределения энергетической (интегральной) и световой интенсивности рассеянной радиации. Эти результаты наглядно характеризуют основные особенности угловой структуры поля рассеянной радиации: возрастание интенсивности в околосолнечной зоне и в направлении к горизонту, симметрию углового распределения относительно вертикала солнца, минимум интенсивности в вертикале солнца на угловом расстоянии около 90° от солнца.

По данным наблюдений И. Н. Ярославцева, это угловое расстояние Δ изменяется в довольно широких пределах (60—105°) в зависимости от высоты солнца и длины волны радиации (прозрачности атмосферы). С увеличением высоты солнца значение Δ убывает, причем тем медленнее, чем короче длина волны. С увеличением длины волны Δ возрастает. Так как увеличению длины волны соответствует (если исключить из рассмотрения полосы поглощения) рост прозрачности атмосферы, то последнее означает, что имеет место прямая зависимость между прозрач-

ностью атмосферы и угловым расстоянием области минимума интенсивности рассеянной радиации от солнца. Следует заметить, однако, что последний вывод находится в противоречии с результатами теоретических расчетов.

Из рис. 93 видно, что, хотя качественные особенности угловых

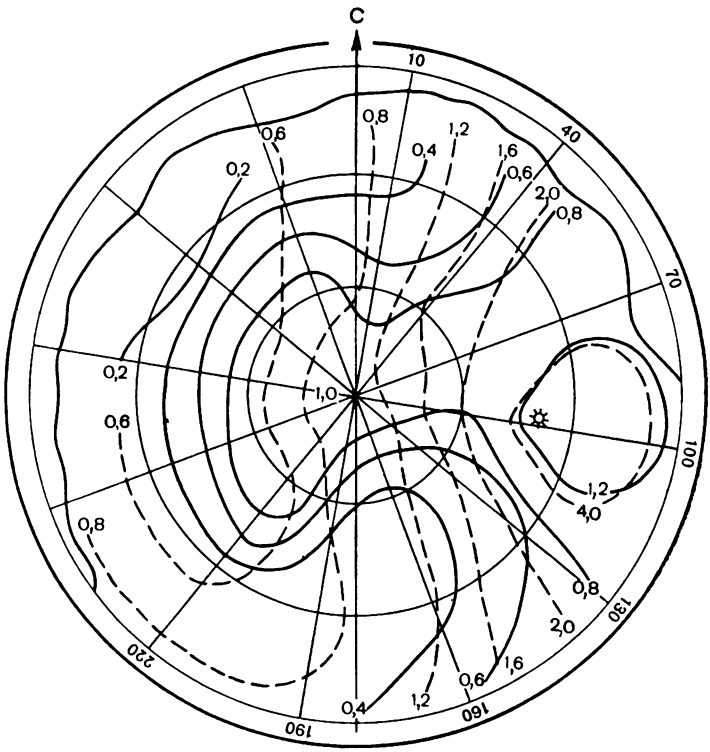


Рис. 93. Распределение по небосводу относительной энергетической и световой интенсивности рассеянной радиации, по данным наблюдений 27 июня 1953 г. ($h_{\odot} = 39°$).

распределений энергетической и световой интенсивности рассеянной радиации совпадают, количественное соответствие не наблюдается. В некоторых точках неба значения относительных интенсивностей радиации различаются в несколько раз. Наблюдения показывают, что эти различия уменьшаются с ростом высоты солнца. Так, например, они становятся малосущественными при $h_{\odot} = 64°$.

Удовлетворительное соответствие распределений энергетической и световой интенсивности рассеянной радиации наблюдается

также при наличии сплошной (или почти сплошной) облачности. Иллюстрацией к этому выводу может служить рис. 94, характеризующий распределение энергетической и световой интенсивности радиации в Карадаге 14 июня 1953 г. при высоте солнца

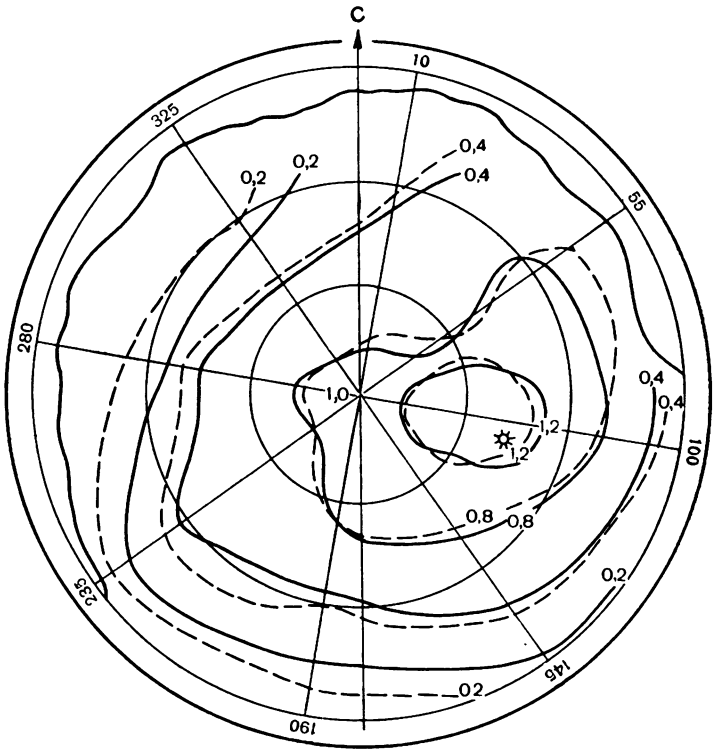


Рис. 94. Распределение по небосводу относительной энергетической и световой интенсивности рассеянной радиации, по данным наблюдений 14 июня 1953 г. ($h_\odot = 48°$, сплошная облачность).

$h_\odot = 48°$ и почти сплошной (9 баллов) слоисто-кучевой облачности. В этом случае (при просвечивающей облачности) качественные особенности углового распределения рассеянной радиации остаются почти такими же, как при безоблачном небе. Наблюдения показывают, однако, что при плотной непросвечивающей облачности азимутальная зависимость интенсивности рассеянной радиации выражена слабо и имеет место более или менее монотонное возрастание интенсивности в направлении от горизонта к зениту.

Сравнительная простота углового распределения интенсивно-

сти рассеянной радиации при безоблачном небе $J^{(2)}$ позволяет поставить вопрос о его аналитической аппроксимации. Е. В. Пясковская-Фесенкова показала, что если исключить области неба, близкие к горизонту, то с точностью до 5—6% $J^{(2)}$ можно представить как следующее произведение функций азимута визируемой точки $c(\psi)$ и $\varphi(\vartheta, \zeta_\odot)$, где ϑ, $\zeta_\odot$ — зенитные расстояния точки неба и солнца

$$J^{(2)} = c(\psi)\varphi(\vartheta, \zeta_\odot). \tag{6.1}$$

Существование этого простого соотношения позволило Пясковской-Фесенковой дать рашение задачи определения углового распределения интенсивности рассеянной радиации безоблачного неба по данным распределения интенсивности только в 5—6 точках небесного свода.

Обширные теоретические расчеты поля рассеянной радиации при безоблачном небе, выполненные в Институте физики атмосферы АН СССР (ИФА АН СССР), позволили детально проанализировать зависимость интенсивности рассеянной радиации от основных факторов и прежде всего привели к выводам, соответствующим упомянутым выше наблюдаемым закономерностям.

Как показали исследования сотрудников ИФА (В. С. Атрошенко, К. С. Глазовой, С. Я. Коган, Т. Д. Коронатовой, М. А. Кузнецовой, М. С. Малкевича, Е. М. Фейгельсон), наиболее важные особенности углового распределения интенсивности рассеянной радиации выявляются уже в теории однократного рассеяния. В частности, при $\vartheta = \zeta_\odot$ интенсивность рассеянной радиации на уровне земной поверхности $J^{(2)}(0, \vartheta, \psi)$ равна

$$J^{(2)}(0, \vartheta, \psi) = \tau^* e^{-\tau^* \sec \zeta_\odot} \sec \zeta_\odot. \tag{6.2}$$

Здесь ϑ — зенитное расстояние рассматриваемой точки неба, $\zeta_\odot$ — зенитное расстояние солнца, τ^* — оптическая толщина атмосферы в направлении вертикали.

Из (6.2) видно, например, что при увеличении τ^* должен иметь место максимум интенсивности рассеянной радиации при определенном τ^*, зависящем от зенитного расстояния солнца. По данным расчетов ИФА, максимум интенсивности наблюдается в следующих точках:

$$\text{для} \quad \zeta_\odot = \begin{cases} 75° \\ 60° \\ 30° \end{cases} \quad \text{при} \quad \tau^* = \begin{cases} 0{,}26 \\ 0{,}50 \\ 0{,}87 \end{cases}$$

Е. В. Пясковская-Фесенкова детально исследовала аналогичный временной ход интенсивности рассеянной радиации, определяемый произведением $e^{-\tau^* \sec \zeta_\odot} \sec \zeta_\odot$ (очевидно, что при увеличении $m = \sec \zeta_\odot$ интенсивность рассеянной радиации в данной

точке альмукантарата солнца должна иметь максимум при определенном m).

Азимутальная зависимость интенсивности рассеянной радиации определяется влиянием многократного рассеяния. Последнее оказывает существенное влияние также на ход интенсивности в зависимости от зенитного расстояния. Расчеты показывают, что только при малых τ^* (высокой прозрачности) интенсивность рассеянной радиации растет в направлении к горизонту. При больших τ^* (низкой прозрачности) у горизонта начиная с некоторого значения $\zeta_\odot$ имеет место убывание интенсивности радиации, что объясняется сильным ослаблением солнечной радиации при больших τ^* и $\zeta_\odot$.

Выше отмечалось, что важным фактором углового распределения интенсивности рассеянной радиации является форма индикатрисы рассеяния. Расчеты ИФА показывают, что влияние формы индикатрисы особенно существенно при малых $\zeta_\odot$. При больших же зенитных расстояниях солнца оно сглаживается вследствие возрастающей роли многократного рассеяния.

Исследование влияния альбедо подстилающей поверхности A на характер углового распределения рассеянной радиации показало, что это влияние, как правило, сравнительно невелико. Этот вывод можно проиллюстрировать данными расчетов ИФА, приведенными в табл. 85.

Таблица 85

Влияние альбедо на интенсивность рассеянной радиации

A	Номер индикатрисы	$\zeta_\odot = 30°$		$\zeta_\odot = 75°$	
		$\vartheta = 0°$	$\vartheta = 75°$	$\vartheta = 0°$	$\vartheta = 75°$
0	VII	0,6854	0,8730	0,1155	0,8117
	VIII	0,7822	0,9692	0,1094	1,0768
0,2	VII	0,7295	1,0097	0,1222	0,8323
	VIII	0,8246	1,1022	0,1157	1,0966
0,6	VII	0,8354	1,3178	0,1381	0,8819
	VIII	0,9243	1,4144	0,1305	1,1429

Рассматриваемые результаты получены для двух индикатрис рассеяния, условно обозначенных VII и VIII. Оптическая толщина $\tau^* = 0{,}8$ и $\psi = 0°$ (вертикал солнца).

В приведенных примерах весьма существенное влияние альбедо на интенсивность рассеянной радиации наблюдается лишь при больших зенитных углах солнца и визируемой точки. Такая ситуация не является, однако, характерной. Так, например, в про-

тивовертикале солнца ($\psi = 180°$) при тех же исходных параметрах расчета вклад отражения максимален в зените при $\zeta_\odot = 30°$ и составляет около 10—13% (при $\zeta_\odot = \vartheta = 75°$ величина $\delta \simeq 5$—6%). Именно такое положение, когда роль отражения уменьшается с возрастанием зенитного расстояния солнца, является наиболее характерным.

Таблица 86

Величины коэффициента $k = \dfrac{[J^{(2)}(r)]_{A=0,8}}{[J^{(2)}(r)]_{A=0}}$

$\vartheta°$	$\psi°$	τ^*	
		0,2	0,6
$\zeta_\odot = 30°$			
0	0	1,1	1,3
75	0	1,2	2,0
75	180	1,3	3,8
$\zeta_\odot = 75°$			
0	0	1,1	1,3
75	0	1,0	1,1
75	180	1,1	1,8

Для некоторых специфических точек небесного свода и условий прозрачности атмосферы влияние альбедо может быть исключительно важным. Это показывают данные табл. 86, в которой приведены вычисленные сотрудниками ИФА величины отношения интенсивности рассеянной радиации при $A = 0{,}8$ и $A = 0$. Отсюда видно, например, что при $\tau^* = 0{,}6$; $\zeta_\odot = 30°$; $\vartheta = 75°$ и $\psi = 180°$ имеем $k = 3{,}8$, т. е. учет отражения изменяет интенсивность рассеянной радиации почти в четыре раза.

Особый интерес представляет угловое распределение интенсивности рассеянной радиации в непосредственной близости от солнца.

В табл. 87 представлены данные, характеризующие величины отношения рассеянной радиации от отдельных кольцевых зон небесного свода к прямой солнечной радиации, по наблюдениям Ф. Линке и Е. Ульмица при средних условиях прозрачности атмосферы.

Эти наблюдения производились с помощью так называемого дифференциального актинометра, состоящего из двух термоэлектрических актинометров, включенных таким образом, что при одинаковых углах зрения актинометров отклонение соединенного с ними гальванометра равно нулю. Изменяя угол зрения одного

Таблица 87

Относительные величины околосолнечной радиации

Зона	Площадь зоны, *град*^{2}	Область угловых расстояний от центра диска солнца	Полуширина зоны	$\frac{D}{S}$ %
I	17,49	27,5′—4°0,25′	1°47′	0,99
II	31,92	1°43,1 — 5 25,6	1 55	0,71
III	44,71	3 3,9 — 6 50,6	1 55	0,70
IV	56,33	4 34,4 — 8 15	1 50	1,12

из актинометров, можно таким образом измерить рассеянную радиацию от различных кольцевых зон вблизи солнца. Как видно из приведенной таблицы, рассеянная радиация кольцевых околосолнечных зон, имеющих угловую полуширину несколько меньшую 2°, составляет около 1% прямой солнечной радиации. Так как площадь рассматриваемых кольцевых зон возрастает по мере удаления от солнца, а отношение $\frac{D}{S}$ изменяется сравнительно мало, то отсюда ясно, что интенсивность околосолнечной радиации убывает по мере удаления от солнца. Специальные исследования закономерности убывания интенсивности околосолнечной рассеянной радиации по мере удаления от солнца показали, что в первом приближении это убывание можно считать экспоненциальным. Для иллюстрации этого вывода на рис. 95 представлены результаты измерений, произведенных Д. Странцем. На этом рисунке изображены кривые изменения интенсивности околосолнечной рассеянной радиации по мере удаления от солнца при $h_\odot = 18°$ и различных условиях прозрачности атмосферы, характеризуемых значениями фактора мутности T. За единицу при проведении кривых рис. 95 принята величина интенсивности околосолнечной рассеянной радиации при угловом расстоянии от солнца $\varphi = 2°$. Как показывает приведенный рисунок, в непосредственной близости от солнца происходит очень быстрое убывание интенсивности рассеянной радиации. На значительных угловых расстояниях от солнца (превышающих 6—8°) спад интенсивности радиации значительно замедляется. Существенное влияние на изменение интенсивности околосолнечной радиации оказывают условия прозрачности атмосферы. В условиях сильно замутненной атмосферы ($T = 7{,}6$) уменьшение интенсивности рассеянной радиации по мере удаления от солнца происходит значительно более плавно, чем при хорошей прозрачности атмосферы ($T = 2{,}8$). Измерение абсолютных величин интенсивности около-

солнечной рассеянной радиации показывает, что последние также существенным образом зависят от условий прозрачности атмосферы. По данным работы Ф. Линке и Е. Ульмица, в первом приближении интенсивность околосолнечной рассеянной радиации увеличивается пропорционально произведению фактора мутности на атмосферную массу m, соответствующую данной высоте солнца.

Рассмотренные выше результаты измерений рассеянной околосолнечной радиации относятся к условиям безоблачного неба. Естественно, что если в пределах околосолнечной зоны неба имеется облачность, то интенсивность рассеянной радиации должна существенно возрасти.

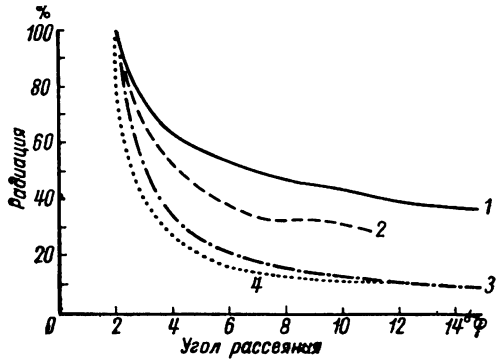


Рис. 95. Изменение интенсивности околосолнечной рассеянной радиации (%) при удалении от солнца ($h_{\odot}=18°$).

1 — $T=7{,}6$; *2* — $T=5{,}2$; *3* — $T=3{,}3$; *4* — $T=2{,}8$.

Наличие в околосолнечной зоне облачности способствует значительному увеличению рассеянной радиации, особенно в случае появления перисто-кучевых и высоко-кучевых облаков. В этом случае рассеянная радиация околосолнечной зоны может возрасти до 15% прямой солнечной радиации. Естественно, что величина околосолнечной рассеянной радиации должна зависеть от степени облачности околосолнечной зоны.

В табл. 88 эта зависимость охарактеризована по данным Н. Н. Калитина на примере кучевой облачности. Наблюдения были произведены при постепенном надвижении на околосолнечную зону рваных, но достаточно плотных клочков кучевых облаков. Как видно из этой таблицы, величина околосолнечной рассеянной радиации увеличивалась приблизительно пропорционально степени облачности околосолнечной зоны.

Рассмотренные выше данные показывают, что наблюдения над прямой солнечной радиацией при наличии облаков вблизи солнца надо производить с большой осторожностью и, если об-

лака попадают в поле зрения актинометра, следует вводить специальные поправки на рассеянную радиацию.

Таблица 88

Влияние облачности на величину околосолнечной рассеянной радиации

$D_п$ кал/см²·мин	$\frac{D_п}{S_m}$ %	Облачность в поле зрения прибора
0,0185	1,6	0
0,0222	1,9	1 Cu
0,0379	3,3	3 Cu
0,0498	4,3	5 Cu
0,0655	5,8	7 Cu
0,0777	6,8	8 Cu

§ 3. Потоки рассеянной радиации

1. Зависимость потока рассеянной радиации от высоты солнца, условий прозрачности атмосферы и альбедо подстилающей поверхности. Как показывают наблюдения (а также теоретические расчеты), величина потока рассеянной радиации безоблачного неба зависит прежде всего от высоты солнца, условий прозрачности атмосферы и альбедо подстилающей поверхности. Рассмотрим поэтому, каково влияние перечисленных факторов на величину потока рассеянной радиации.

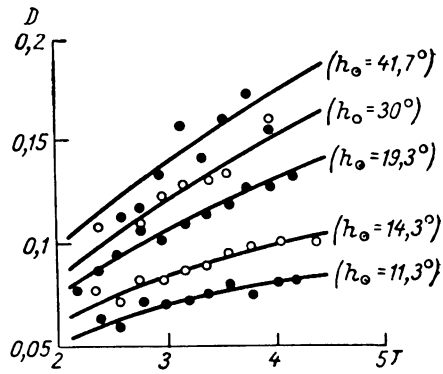


Рис. 96. Зависимость рассеянной радиации от фактора мутности для различных высот солнца.

На рис. 96 изображена зависимость потока рассеянной радиации на горизонтальную поверхность от фактора мутности T при различных высотах солнца, по данным наблюдений Е. П. Барашковой в Карадаге. Отсюда видно, что с увеличением фактора мутности рассеянная радиация значительно возрастает, причем тем быстрее, чем больше высота солнца. Рассматриваемый рисунок показывает, что при неизменной прозрачности атмосферы поток рассеянной радиации существенно увеличивается с высотой солнца. Это возрастание особенно велико при большой замутненности атмосферы.

Следует отметить, что характер зависимости рассеянной ра-

диации от фактора мутности может быть и несколько иным, чем это вытекает из рис. 96. Так, например, по данным Ю. К. Росса и О. А. Авасте для Тарту, производная $\frac{dD}{dT}$ не уменьшается, а увеличивается с ростом фактора мутности (аналогичные результаты получены и для ряда других пунктов).

Важным фактором, влияющим на величину потока рассеянной радиации, является, как это было отмечено выше, также альбедо подстилающей поверхности. Если альбедо достаточно велико, то отраженная от подстилающей поверхности радиация, рассеиваемая атмосферой в направлении подстилающей поверхности, может обусловить значительное увеличение прихода рассеянной радиации. Естественно, что этот эффект увеличения прихода рассеянной радиации за счет рассеяния отраженной от подстилающей поверхности радиации будет наиболее существенным при наличии снежного покрова. Наблюдения подтверждают этот вывод.

Таблица 89

Зависимость потока рассеянной радиации безоблачного неба от альбедо подстилающей поверхности

	Редкая трава	Глинистая почва	Снег, выпавший за два дня до наблюдений	Снег, выпавший за один день до наблюдений
Альбедо, %	23,7	27,6	85,7	89
Поток рассеянной радиации, *кал/см²·мин*	0,085	0,110	0,144	0,181

В табл. 89 приведены результаты измерений потока рассеянной радиации при различных альбедо подстилающей поверхности по данным В. Г. Заводчиковой и автора.

Эта таблица показывает, что поток рассеянной радиации значительно возрастает по мере увеличения альбедо подстилающей поверхности. Следует отметить, однако, что рассматриваемые наблюдения были неодновременными и поэтому количественные соотношения, вытекающие из табл. 89, необходимо рассматривать как приближенные. В § 2 главы VIII приведены теоретические формулы, позволяющие оценить влияние альбедо на приход рассеянной и суммарной радиации.

2. Суточный и годовой ход потока рассеянной радиации при безоблачном небе. Поток рассеянной радиации при безоблачном небе имеет простой суточный ход с максимумом в околополуденные часы, обусловленный изменением высоты солнца в течение

дня. Это можно видеть из табл. 90, составленной Б. М. Гальперин по данным наблюдений в различных пунктах (здесь же для сравнения приведены данные о суммарной радиации).

Таблица 90

Потоки суммарной и рассеянной радиации при безоблачном небе (*кал/см²·мин*)

Станция	Высота солнца, *град*						
	5	10	15	20	25	30	40
Суммарная радиация							
Дрейфующие	—	0,20	0,33	0,47	0,61	0,74	—
Мыс Челюскин	(0,06)	0,18	0,31	0,43	0,56	0,64	—
Хельсинки	0,08	0,18	0,30	0,42	0,55	0,66	0,86
Павловск	0,09	0,18	0,29	0,41	0,55	0,69	0,96
Карадаг	—	0,18	0,32	0,45	0,56	0,69	0,93
Блю-Хилл	—	—	0,31	0,44	0,55	0,69	0,93
Рассеянная радиация							
Дрейфующие	—	0,08	0,10	0,11	0,13	0,15	—
Мыс Челюскин	0,03	0,05	0,07	0,08	0,09	0,10	—
Хельсинки	0,03	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10
Павловск	0,03	0,05	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11
Вена	0,03	0,05	0,07	0,09	0,10	0,12	0,14
Пятигорск	0,03	0,05	0,08	0,10	0,11	0,12	0,14
Карадаг	—	0,07	—	0,12	—	0,15	0,17
Ницца	—	—	0,09	0,10	—	0,12	0,13
Ташкент	—	0,05	0,06	0,08	—	0,09	0,10

Следует заметить, что во многих случаях дневной ход потока солнечной радиации является асимметричным относительно полудня. Так, например, в Вене послеполуденные значения несколько меньше дополуденных. Причиной этой асимметрии является более высокая прозрачность атмосферы в Вене после полудня, чем до полудня (наблюдения производились в самом городе; повышение прозрачности атмосферы после полудня обусловлено тем, что к этому времени развивается интенсивное турбулентное перемешивание, способствующее рассасыванию дыма и пыли, которые скапливаются над городом в первую половину дня). Для большинства других пунктов более характерна обратная асимметрия дневного хода потока рассеянной радиации, обусловленная уменьшением прозрачности атмосферы в послеполуденное время.

В годовом ходе максимум рассеянной радиации приходится на летнее время года, когда высоты солнца являются наибольшими. Характер годового хода рассеянной радиации также определяется особенностями годового хода прозрачности атмосферы и изменениями альбедо подстилающей поверхности.

3. Соотношение между потоками прямой солнечной и рассеянной радиации безоблачного неба. Поскольку поток прямой солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность, так же как и поток рассеянной радиации безоблачного неба, зависит прежде всего от высоты солнца и условий прозрачности атмосферы, то весьма интересно и практически важно исследовать соотношение между этими величинами. Такого рода соотношение охарактеризовано в табл. 91 по данным наблюдений Н. Н. Калитина в Павловске. Для составления этой таблицы Калитин использовал записи пиранографа Янишевского и актинографа за пятилетний срок наблюдений. Величины потока рассеянной радиации выражены в рассматриваемой таблице в тысячных долях *кал/см² · мин*.

Таблица 91

Величины потока рассеянной радиации на горизонтальную поверхность в зависимости от высоты солнца и величины потока прямой солнечной радиации на перпендикулярную поверхность

Высота солнца, *град*	S_m *кал/см² · мин*												
	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4
4	35	28											
6		50	42	37									
8		75	63	53	47								
10			88	72	61	54							
12				97	80	68	61						
14				123	103	87	74	65					
16					125	105	88	74	73				
18					149	122	101	85	81				
20						144	118	98	91				
22						167	136	111	101	76			
24							156	125	113	83			
26							175	140	123	92			
28							196	153	135	101			
30								168	147	109	88		
32								190	162	118	97		
36								207	175	129	105		
38								225	190	139	112		
40								245	207	149	120	99	
42									223	160	127	105	
44									235	173	136	111	
46									246	183	146	117	
48									260	205	162	131	
50									276	216	173	139	114

Пользуясь табл. 91, можно по данным измерений прямой солнечной радиации приближенно оценить величину потока рассеянной радиации. Как показывает эта таблица, при неизменной высоте солнца (но меняющейся прозрачности атмосферы) между

потоками прямой солнечной и рассеянной радиации имеет место обратное соотношение: чем больше прямая солнечная радиация, тем меньше рассеянная радиация. Это происходит вследствие того, что увеличение (при неизменной высоте солнца) потока прямой солнечной радиации означает возрастание прозрачности атмосферы.

Необходимо заметить, что при использовании и составлении таблиц, подобных табл. 91, следует иметь в виду также зависимость потока рассеянной радиации от альбедо подстилающей поверхности. Как было показано выше, изменение альбедо при появлении и сходе снежного покрова существенным образом сказывается на величине потока рассеянной радиации.

4. Теоретические расчеты рассеянной радиации безоблачного неба. Сравнительная простота закономерностей, определяющих изменение потоков рассеянной радиации при безоблачном небе, позволяет осуществлять теоретические расчеты этих величин. Многочисленные вычисления подобного рода были выполнены в ИФА АН СССР на основе использования метода последовательных приближений, охарактеризованного в § 6 главы IV. Однако в данном случае оказывается в ряде случаев возможным применить и более простую методику расчетов, использующую приближенные уравнения переноса излучения, выведенные в § 6 главы IV.

Так, например, Л. Г. Махоткин показал, что при альбедо $A=0$ приближенные оценки потоков рассеянной радиации можно получить по следующей формуле, полученной после интегрирования уравнений (4.82):

$$D = \frac{S_0 \cos \vartheta_\odot}{1 + \varepsilon_1 \tau_0 \sec \vartheta_\odot} - S_0 \cos \vartheta_\odot \, e^{-\tau_0 \sec \vartheta_\odot}. \qquad (6.3)$$

Е. П. Барашкова рассчитала по этой формуле при солнечной постоянной $S_0=1{,}88$ *кал/см²·мин*, $\tau_0=0{,}3$ и для различных значений ε_1 величины потоков рассеянной радиации (табл. 92). Систематическую завышенность вычисленных величин Барашкова объясняет неучетом влияния поглощения при выводе формулы (6.3). Качественные же особенности изменения потока рассеянной радиации описываются этой формулой вполне удовлетворительно. Что касается влияния поглощения, то теория показывает, что поток рассеянной радиации зависит от отношения коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов поглощения и рассеяния. Именно этим объясняются, в частности, обсужденные выше различия в зависимости потока рассеянной радиации от фактора мутности по данным наблюдений в различных пунктах. При возрастании роли поглощения (увеличении фактора влажной мутности), но неизменной остаточной мутности поток рассеянной радиации убывает и наоборот. Поэтому замедление роста потока рассеянной радиации в Карадаге при увеличении

Таблица 92

Измеренные и вычисленные величины потоков рассеянной радиации (*кал/см²·мин*)

e_1	$h_\odot^\circ$					
	10	20	30	40	50	60
0,25	0,13	0,21	0,26	—	—	0,33
0,34	0,14	0,23	0,26	0,28	0,29	0,30
0,50	0,12	0,18	0,21	0,24	0,24	0,24
Среднее из наблюдений	0,07	0,12	0,13	0,15	0,16	—

фактора мутности (см. рис. 96) можно объяснить тем, что в этом пункте увеличение T сопровождается увеличением отношения $\frac{W}{T}$. Там же, где рост мутности определяется в первую очередь возрастанием ослабления радиации вследствие рассеяния, должен наблюдаться рост $\frac{dD}{dT}$ при увеличении T.

Помимо приближенных теоретических формул, для вычислений потоков и сумм рассеянной радиации было предложено несколько эмпирических формул. Так, например, В. Г. Кастров получил соотношение

$$D = cm^{-b}, \tag{6.4}$$

где c, $в$ — эмпирические постоянные.

С. И. Сивков предложил заменить (6.4) такой формулой:

$$D = c\sqrt{\sin h_\odot}\,. \tag{6.5}$$

Следует, однако, заметить, что эти и другие эмпирические формулы имеют весьма ограниченные пределы применимости.

5. Рассеянная радиация облачного неба. Как было показано в главе IV, появление облачности влечет за собой сильное увеличение потока рассеянной радиации. Облака, содержащие большое число крупных рассеивающих частиц в виде капель воды или ледяных кристаллов, являются мощными центрами рассеяния солнечной радиации. Именно интенсивным рассеянием и значительным поглощением солнечной радиации облаками обусловлен тот факт, что лишь облака верхнего яруса и в некоторых случаях среднего яруса пропускают небольшое количество солнечной радиации; облачность нижнего яруса и в большинстве случаев облачность среднего яруса совершенно непрозрачна для прямой солнечной радиации.

Насколько значительно увеличивается поток рассеянной радиации при появлении облаков, можно видеть из рис. 97, на котором изображена запись пиранографа по наблюдениям Н. Н. Калитина в Павловске в два смежных дня — 11 и 12 апреля 1934 г. Первый из этих дней был безоблачным; в течение всего второго дня наблюдался сплошной покров высоко-слоистых облаков (As). Приведенный рисунок показывает, что в полуденные часы поток рассеянной радиации 12 апреля был в 7,6 раза больше, чем 11 апреля.

Естественно, что величина потока рассеянной радиации должна существенным образом зависеть от количества и формы облаков. Значительным, как и в случае безоблачного неба, яв-

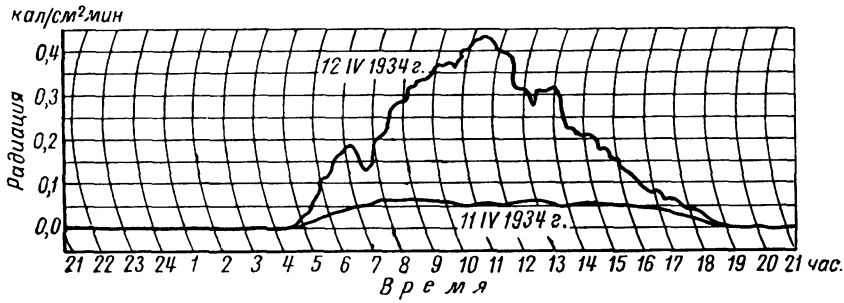


Рис. 97. Потоки рассеянной радиации безоблачного и облачного неба.

ляется влияние на поток рассеянной радиации облачного неба, высоты солнца и альбедо подстилающей поверхности.

Обстоятельное исследование зависимости потока рассеянной радиации от степени облачности и высоты солнца для облачности различных форм было выполнено М. В. Гущиной по данным наблюдений в Павловске. Хотя полученные в результате этих наблюдений величины потока рассеянной радиации нельзя считать достаточно точными (из-за несовершенства применявшейся методики наблюдений), все же приводимые ниже данные позволяют вполне надежно проанализировать основные закономерности изменения потока рассеянной радиации в зависимости от степени облачности, высоты солнца и формы облаков.

На рис. 98 изображены полученные М. В. Гущиной кривые, характеризующие зависимость потока рассеянной радиации от степени облачности и высоты солнца для перистых (*а*), перисто-кучевых (*б*), высоко-кучевых (*в*) и кучево-дождевых (*г*) облаков. Рассматриваемые кривые представляют собой изолинии потока рассеянной радиации (соответствующие различным изолиниям величины потока радиации в *кал/см²·мин* указаны в правой части рисунка). Анализ приведенных рисунков позволяет сделать следующие выводы.

В случае облачного неба, так же как и при отсутствии облаков, поток рассеянной радиации увеличивается с возрастанием высоты солнца, причем это возрастание тем более значительно, чем больше степень облачности (во всех рассматриваемых случаях изоплеты сближаются в области больших значений степени

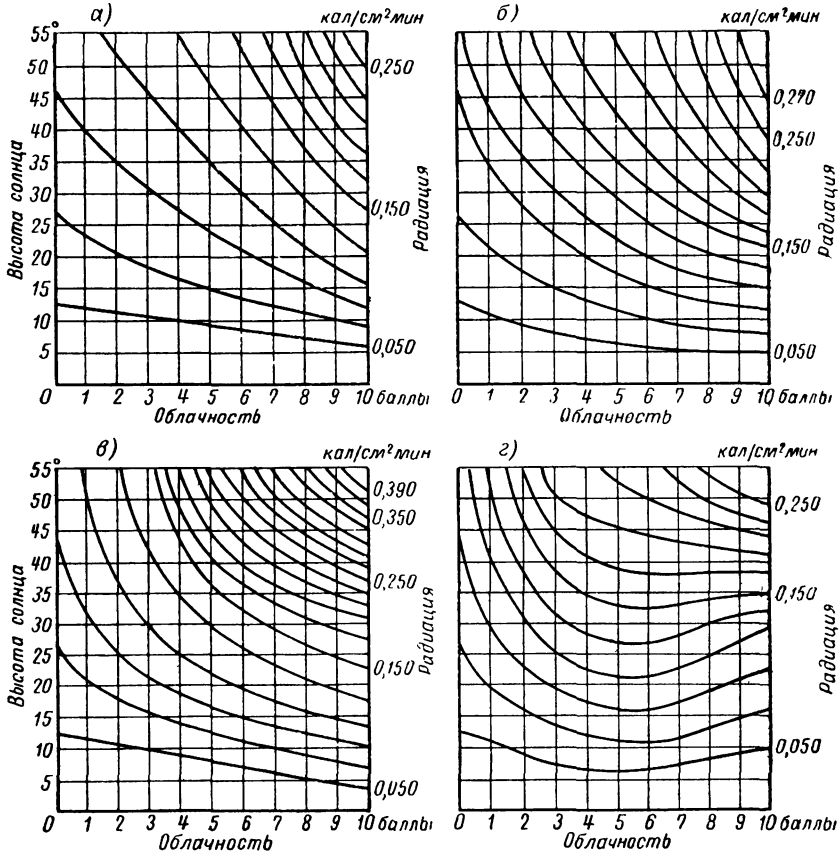


Рис. 98. Влияние облачности на потоки рассеянной радиации.

облачности). Закономерности изменения потока рассеянной радиации в зависимости от степени облачности при неизменной высоте солнца неодинаковы для различных облаков. При наличии перистых или высоко-кучевых облаков поток рассеянной радиации увеличивается с возрастанием степени облачности.

В случае кучево-дождевых облаков увеличение потока рассеянной радиации с возрастанием степени облачности происходит при высотах солнца $h_{\odot} < 40°$ лишь до тех пор, пока степень облачности не превышает 5—6 баллов. При дальнейшем увеличении

степени облачности поток рассеянной радиации начинает убывать. Нетрудно понять, что причина такого явления заключается в том, что при слишком больших высотах солнца увеличение количества кучевых облаков и их мощности приводит к такому значительному ослаблению солнечной радиации, что в результате этого происходит уменьшение потока рассеянной радиации. Такого же рода закономерность изменения потока рассеянной радиации в зависимости от количества плотных облаков нижнего и среднего ярусов была обнаружена и по данным наблюдений в других пунктах.

Рисунок 98 позволяет судить о том, что величина рассеянной радиации возрастает по мере перехода к более плотным и более низким облакам. Переход от перистых к перисто-кучевым и высоко-кучевым облакам сопровождается увеличением потока рассеянной радиации при неизменной высоте солнца. Однако при дальнейшем уплотнении и увеличении мощности облаков происходит уменьшение прихода рассеянной радиации, обусловленное, как уже отмечалось выше, сильным возрастанием ослабления (в частности, поглощения) радиации облаками.

В условиях переменной облачности суточный ход рассеянной радиации очень сложен и неправилен. При наличии же сплошного облачного покрова, когда изменение величины потока рассеянной радиации определяется в основном изменением высоты солнца, наблюдается весьма простая временна́я изменчивость потока рассеянной радиации с максимумом в околополуденные часы.

Годовой ход потока рассеянной радиации, соответствующего определенному моменту времени суток, определяется в основном изменением в течение года высоты солнца и количеством облачности. Обычно максимальные в годовом ходе величины потока рассеянной радиации наблюдаются в теплую половину года. Об этом можно судить, например, по данным табл. 93, составленной Я. А. Цуцкиридзе по наблюдениям в Тбилиси в 1937—1944 гг. Указанные в этой таблице величины потока рассеянной радиации получены как средние из соответствующих данному моменту времени значений во все дни наблюдений (при различных условиях погоды).

Приведенные выше данные показывают, что во многих случаях (особенно при наличии сплошного облачного покрова) величины потоков рассеянной радиации весьма велики. В отдельных случаях значения потока рассеянной радиации превышают 1 *кал/см*^{2} · *мин*. Представляет поэтому интерес рассмотрение максимальных величин потоков рассеянной радиации, которые наблюдались в различных условиях.

В табл. 94 даны максимальные величины потока рассеянной радиации при различных условиях облачности по наблюдениям Н. С. Темниковой в Пятигорске. Наблюдения производились

Таблица 93

Средний суточный и годовой ход потока рассеянной радиации, по наблюдениям в Тбилиси

Месяц	Время, *час*															Среднее за день
	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	
I	—	—	—	0,05	0,11	0,17	0,22	0,24	0,23	0,20	0,13	0,06	—	—	—	0,16
II	—	—	0,02	0,07	0,15	0,22	0,26	0,28	0,27	0,25	0,19	0,12	0,02	—	—	0,17
III	—	0,01	0,06	0,14	0,23	0,31	0,36	0,37	0,37	0,23	0,27	0,19	0,10	0,02	—	0,21
IV	—	0,04	0,12	0,19	0,26	0,32	0,35	0,39	0,37	0,32	0,27	0,20	0,12	0,03	—	0,23
V	0,02	0,08	0,15	0,22	0,27	0,31	0,33	0,35	0,34	0,32	0,27	0,22	0,15	0,08	0,02	0,21
VI	0,03	0,09	0,16	0,22	0,28	0,30	0,30	0,31	0,30	0,29	0,26	0,21	0,16	0,09	0,03	0,20
VII	0,03	0,10	0,17	0,23	0,28	0,32	0,34	0,35	0,34	0,32	0,28	0,23	0,17	0,10	0,03	0,22
VIII	0,01	0,07	0,15	0,21	0,25	0,28	0,30	0,30	0,29	0,27	0,23	0,19	0,12	0,06	0,01	0,18
IX	—	0,03	0,09	0,16	0,20	0,23	0,24	0,25	0,23	0,21	0,18	0,13	0,08	0,02	—	0,16
X	—	0,01	0,06	0,11	0,15	0,19	0,23	0,25	0,23	0,20	0,15	0,09	0,03	—	—	0,14
XI	—	—	0,02	0,07	0,12	0,17	0,20	0,21	0,20	0,17	0,11	0,05	—	—	—	0,13
XII	—	—	0,01	0,04	0,10	0,15	0,17	0,18	0,17	0,14	0,09	0,02	—	—	—	0,11
Среднее	0,02	0,05	0,09	0,14	0,20	0,25	0,28	0,29	0,28	0,25	0,20	0,14	0,11	0,06	0,02	0,18

Таблица 94

Максимальные величины потока рассеянной радиации, по наблюдениям в Пятигорске

Форма облаков	Масса атмосферы					Полдень
	5	4	3	2	1,5	
St	0,11	0,18	0,29	0,36	0,45	0,45
Cb	0,09	0,12	0,19	0,21	0,22	—
Ci, Cs	0,13	0,16	0,24	0,38	0,49	0,72
Ac, As	0,18	0,22	0,28	0,52	0,98	0,90
Туман	0,11	0,13	0,19	0,34	—	0,38
Безоблачно	0,13	0,14	0,16	0,20	0,18	0,22

с помощью пиранометра Янишевского в период с марта 1939 г. по октябрь 1940 г. Во всех случаях облачного неба степень облачности составляла от 8 до 10 баллов. Как показывает приведенная таблица, наибольшее максимальное значение потока рассеянной радиации 0,98 *кал/см²·мин* наблюдалось в Пятигорске при сплошной высоко-кучевой и высоко-слоистой облачности. Наименьшие максимальные величины потока радиации имели место в случае кучево-дождевых облаков.

Примерно такие же величины, как и в табл. 94, были получены И. Н. Ярославцевым по наблюдениям в Ташкенте (измерения также производились с помощью пиранометра Янишевского). По данным ташкентских наблюдений в 1937—1943 гг., наибольшее максимальное значение потока рассеянной радиации было получено при сплошном покрове высоко-кучевых облаков и оказалось равным 0,80 *кал/см²·мин*.

Наибольшие значения потока рассеянной радиации наблюдались в условиях Арктики. В ряде случаев здесь были измерены величины потока рассеянной радиации, превышающие 1 *кал/см²·мин*.

Наличие в Арктике наибольших величин потока рассеянной радиации, несмотря на сравнительно малые высоты солнца, объясняется, как это указывал Н. Н. Калитин, существованием здесь в большинстве случаев хорошо рассеивающих солнечную радиацию облаков и большим влиянием на приход рассеянной радиации альбедо подстилающей поверхности, которая в течение большей части года покрыта снегом.

6. Теоретические расчеты рассеянной радиации облаков. Расчет рассеянной радиации облаков представляет особый практический интерес. Как было показано выше, наличие облачности оказывает чрезвычайно существенное влияние на величину потока рассеянной радиации.

Теоретический расчет рассеянной радиации облаков весьма сложен, особенно для облачности кучевого типа, представляю-

щей собой разрозненные образования неправильной формы и имеющей значительную протяженность в вертикальном направлении. Несколько проще может быть решена задача вычисления рассеянной радиации слоистой облачности, которую можно представить в виде однородного горизонтального слоя сравнительно небольшой толщины. Именно поэтому выполненные до сих пор теоретические исследования посвящены расчетам рассеянной радиации слоистых облаков. Наиболее важные результаты в этом направлении получены Е. М. Фейгельсон.

Решая задачу расчета интенсивности коротковолновой рассеянной радиации слоистых облаков, Фейгельсон исходит из общего уравнения переноса лучистой энергии (см. § 6 главы I)

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial J_\lambda(z, r)}{\partial z} = \frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_\lambda(z, r')\times$$
$$\times\gamma_\lambda(z; r', r)\,d\omega' - (k_\lambda + \sigma_\lambda)J_\lambda(z, r). \qquad (6.6)$$

Здесь $J_\lambda(z, r)$ представляет собой интенсивность коротковолновой радиации.

Через σ_λ и k_λ обозначены, как и раньше, массовые коэффициенты рассеяния и поглощения. Так как, однако, рассеивающей и поглощающей средой в облаке являются капли воды и водяной пар, то следует учесть, что $\sigma_\lambda = \sigma_{\lambda,1} + \sigma_{\lambda,2}$; $k_\lambda = k_{\lambda,1} + k_{\lambda,2}$, где $\sigma_{\lambda,1}$, $\sigma_{\lambda,2}$, $k_{\lambda,1}$, $k_{\lambda,2}$ — массовые коэффициенты рассеяния и поглощения для водяного пара и воды. Подобным же образом и $\rho = \rho_1 + \rho_2$, где ρ_1 и ρ_2 — плотность водяного пара и воды соответственно. Если учесть, что распределение интенсивности прямой солнечной радиации таково, что интенсивность равна нулю во всех направлениях, кроме направления на солнце, получим вместо (6.6)

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho}\frac{\partial J_{\lambda,D}(z, r)}{\partial z} = \frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_{\lambda,D}(z, r')\times$$
$$\times\gamma_\lambda(z; r', r)\,d\omega' + \frac{\sigma_\lambda S'_\lambda}{4}\,e^{-\sec\vartheta_\odot\int_z^H (k_\lambda+\sigma_\lambda)\rho\,dz}\times$$
$$\times\gamma_\lambda(z; r_0, r) - (k_\lambda + \sigma_\lambda)J_{\lambda,D}(z, r), \qquad (6.7)$$

где S_λ' — интенсивность прямой солнечной радиации на верхней границе облака, $\vartheta_\odot$ — зенитное расстояние солнца, r_0 — направление падения прямой солнечной радиации, H — толщина облачного слоя, z — вертикальная координата, отсчитываемая от нижней поверхности облака.

Как уже отмечалось выше, роль поглощения и рассеяния в ослаблении коротковолновой радиации неодинакова. Это можно видеть также из рис. 99, на котором изображены использованные Фейгельсон кривые зависимости массовых коэффициентов рассеяния и поглощения от длины волны. Кривые *1* и *2*

характеризуют зависимость от длины волны соответственно массовых коэффициентов рассеяния и поглощения капель воды, находящихся в облаке. Массовый коэффициент рассеяния был вычислен Е. М. Фейгельсон на основе следующей формулы для коэффициента рассеяния, рассчитанного на одну частицу:

$$\alpha'_\lambda = \pi a^2 K(\rho);$$

здесь a — радиус капли; $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$.

Имея в виду эту формулу, можно написать для массового коэффициента рассеяния каплями воды

$$\sigma_{\lambda,2} = \frac{\int_0^\infty \alpha'_\lambda n(a, z)\, da}{\rho_2(z)}, \qquad (6.8)$$

где $n(a, z)$ — число частиц радиусом a, содержащихся в единице объема на высоте z; $\rho_2(z)$ — плотность воды в облаке (водность облака).

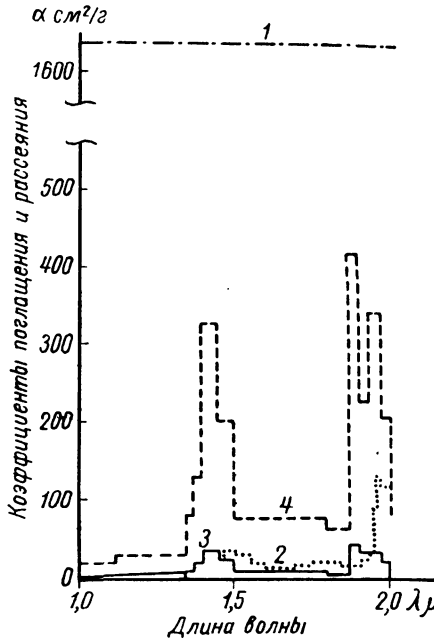


Рис. 99. Зависимость массовых коэффициентов рассеяния и поглощения радиации облачными каплями и водяным паром от длины волны.

Кривые распределения числа капель в облаке по размерам, получаемые в исследованиях по микроструктуре облаков, относятся не к единице объема, а к общему числу капель, улавливаемых прибором. Если, однако, предположить, что такое же распределение числа капель по размерам сохраняется для каждого единичного объема, то величину $n(a, z)$ можно выразить следующим образом:

$$n(a, z) = n(z)\, p(a, z), \qquad (6.9)$$

где $n(z)$ — общее число капель в единице объема; $p(a, z)$ — доля капель радиусом a согласно кривой распределения, полученной из наблюдений.

Общее число капель в единице объема выражается через водность облака следующим образом:

$$n(z) = \frac{\rho_2(z)}{\frac{4}{3}\pi \int_0^\infty a^3 p(a, z)\, da}. \qquad (6.10)$$

Таким образом, на основании формул (6.8) — (6.10) получаем

$$\sigma_{\lambda,2} = \frac{\int_0^\infty a'_\lambda\, p(a, z)\, da}{\frac{4}{3}\pi \int_0^\infty a^3 p(a, z)\, da}. \qquad (6.11)$$

Эту формулу Е. М. Фейгельсон и использовала для расчета кривой *1* (рис. 99) по данным наблюдений над водностью и распределением капель по размерам в слоистых облаках.

Кривые *3* и *4* (рис. 99) характеризуют зависимость от длины волны соответственно массовых коэффициентов рассеяния и поглощения водяного пара. Следует заметить, что ординаты кривой *4* увеличены в 10 раз по отношению к принятому масштабу ординат.

Массовые коэффициенты рассеяния водяного пара вычислялись на основе теории молекулярного рассеяния по формуле

$$\sigma_{\lambda,1} = \frac{32\pi^3}{3N\rho\lambda^4}(n-1)^2, \qquad (6.12)$$

где n — коэффициент преломления для водяного пара, равный 1,000253 при $\lambda = 0{,}54$ μ.

Как показывает рис. 99, даже в близкой инфракрасной области спектра массовые коэффициенты рассеяния каплями воды в облаке значительно превосходят по величине все остальные коэффициенты рассеяния и поглощения. Это означает, что основным фактором, определяющим перенос коротковолновой лучистой энергии в облаке, является рассеяние на каплях воды. Следовательно, уравнение переноса лучистой энергии (6.7) можно упростить, учтя лишь одно рассеяние и пренебрегая поглощением. Следует учесть также, что, как это видно из рис. 99, коэффициент рассеяния $\sigma_{\lambda,2}$ в рассматриваемой области спектра практически не зависит от длины волны. Таким образом, уравнение переноса будет иметь для интегральной интенсивности излучения такой же вид, как для монохроматической интенсивности. Введем интегральную интенсивность рассеянной радиации

$$J_D(z, r) = \int_0^{\overline{\lambda}} J_{\lambda,D}(z, r)\, d\lambda,$$

где $\overline{\lambda} = 2$ μ — граница спектра рассеянной радиации со стороны

длинных волн. Тогда уравнение переноса (6.7) примет следующий вид:

$$\frac{\cos\vartheta}{\rho^2}\frac{\partial J_D}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{\pi}\int J_D(z,\ r')\,\gamma(z;\ r',\ r)\,d\omega' + \\ + \frac{\sigma_2 S'}{4}\,e^{-\sec\vartheta_\odot \int\limits_z^H \sigma_2\rho\,dz}\,\gamma(z;\ r_0,\ r) - \sigma_2 J_D. \qquad (6.13)$$

Введем далее оптическую толщину τ по соотношению

$$\tau = \int\limits_0^z \sigma_2\rho_2\,dz. \qquad (6.14)$$

По данным наблюдений можно принять приближенно $\rho_2(z) = 0{,}13z$ *г/м*^{3}.

Так как $\sigma_2 = 1620$ *см*^{2}*/г* $= 0{,}162$ *м*^{2}*/г* (см. рис. 99), то получим на основании (6.14)

$$\tau = 105z^2,$$

если z выражено в километрах. Для оптической толщины τ^* всего слоя облака найдем $\tau^* = 105H^2$.

Учитывая сделанные выше замечания, преобразуем уравнение (6.13) следующим образом:

$$\cos\vartheta\frac{\partial J_D}{\partial z} = \frac{1}{4\pi}\int J_D(\tau,\ r')\,\gamma(\tau;\ r',\ r)\,d\omega' + \\ + \frac{S'}{4}\,e^{-(\tau^*-\tau)\sec\vartheta_\odot}\,\gamma(\tau;\ r_0,\ r) - J_D. \qquad (6.15)$$

Для того чтобы получить решение уравнения (6.15), необходимо задать вид индикатрисы рассеяния. Индикатрису рассеяния Е. М. Фейгельсон представляет в виде ряда по полиномам Лежандра, ограничиваясь при этом первыми тремя членами разложения в ряд,

$$\gamma(r',\ r) = 1 + c_1P_1\,[\cos(r',\ r)] + c_2P_2\,[\cos(r',\ r)]; \qquad (6.16)$$

здесь c_1 и c_2 — постоянные; P_1 и P_2 — полиномы Лежандра.

Если $c_1 = 1{,}425$, а $c_2 = 0{,}74$, то значения $\gamma(r',\ r)$ для различных углов рассеяния таковы:

$\angle(r',\ r)$ *град*	0	15	30	45	60	75	90
$\gamma(r',\ r)$	3,165	0,063	2,716	2,222	1,620	1,069	0,630
$\angle(r',\ r)$ *град*	105	120	175	150	165	180	
$\gamma(r',\ r)$	0,339	0,196	0,148	0,208	0,271	0,316	

Позднее Фейгельсон осуществила также расчеты для значительно более вытянутой индикатрисы рассеяния.

Необходимо, далее, дополнить уравнение (6.15) граничными условиями. В качестве граничных условий можно задать значе-

ния интенсивности рассеянной радиации, приходящей на верхнюю и нижнюю границы облаков извне. Предполагая, что приходящая извне рассеянная радиация на уровнях нижней и верхней границ облака изотропна, и обозначая потоки радиации на этих уровнях через $F_1(0)$ и $F_2(\tau^*)$, напишем:

$$J_1(0,\ \vartheta) = \frac{1}{\pi} F_1(0), \quad 0 \leqslant \vartheta \leqslant \frac{\pi}{2},$$

$$J_2(\tau^*,\ \vartheta) = \frac{1}{\pi} F_2(\tau^*), \quad \frac{\pi}{2} \leqslant \vartheta \leqslant \pi. \tag{6.17}$$

Для решения уравнения (6.15) при граничных условиях (6.17) и индикатрисе рассеяния (6.16) Фейгельсон применила метод последовательных приближений. В рассматриваемом случае искомое решение имеет вид

$$J_D(\tau,\ r) = \frac{1}{2} A_0(\tau,\ \vartheta) + A_1(\tau,\ \vartheta)\cos\psi + A_2(\tau,\ \vartheta)\cos 2\psi, \tag{6.18}$$

где ψ — азимут луча r.

Функции $A_0(\tau,\ \vartheta)$, $A_1(\tau,\ \vartheta)$ и $A_2(\tau,\ \vartheta)$ определяются из системы интегро-дифференциальных уравнений, которая приближенно сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Не приводя промежуточных громоздких выкладок, укажем, что окончательное выражение для интенсивности рассеянной радиации, выходящей через нижнюю поверхность не слишком тонкого облака ($H > 100$ *м*), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} J_2(0,\ \vartheta,\ \psi) = {} & \frac{1}{\pi} F_1(0) \left[1 - \frac{\frac{1}{2} + \cos\vartheta}{\left(1 + \frac{1}{3} c_1\right)\tau^*} \right] + \\ & + \frac{1}{\pi} F_2(\tau^*) \frac{\frac{1}{2} + \cos\vartheta}{1 + \left(1 - \frac{1}{3} c_1\right)\tau^*} + \\ & + S' \cos\vartheta_\odot \left(\frac{1}{2} + \cos\vartheta\right) \left\{ \frac{\frac{1}{2} + 2\cos\vartheta_\odot}{2\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3} c_1\right)\tau^*\right]} - \right. \\ & \left. - \frac{\frac{1}{3} c_1 \cos\vartheta_\odot + \frac{1}{8} c_2 (3\cos^2\vartheta_\odot - 1)\left[1 - 2\cos\vartheta_\odot \left(\frac{1}{3} c_1 - 1\right)\right]}{4\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3} c_1\right)\tau^*\right]} \right\}. \end{aligned} \tag{6.19}$$

Как видно из этой формулы, при не слишком тонких слоистых облаках рассеянная радиация, выходящая через нижнюю поверхность облака, не зависит от азимута ψ. На рис. 100

изображены в виде кривых $J_2(0, \vartheta)$ результаты расчетов, выполненных Фейгельсон для $H=300$ *м* и $H=600$ *м*. Остальные числовые значения параметров были приняты такими: $S'=0{,}360$ *кал/см²·мин*; $\vartheta_\odot=60°$; $F_1(0)=0{,}0367$ *кал/см²·мин*; $F_2(\tau^*)=0{,}138$ *кал/см²·мин*; $\vartheta^*|_{H=300м}=9$; $\vartheta^*|_{H=600м}=38$. Высота нижней границы облачного покрова полагалась равной 600 *м*. Рисунок 100 показывает, что при сравнительно тонкой слоистой облачности ($H=300$ *м*) интенсивность рассеянной радиации облаков максимальна в направлении зенита ($\vartheta=0°$) и убывает по

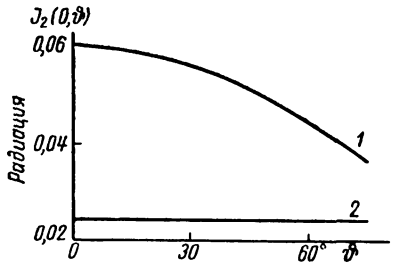


Рис. 100. Распределение по различным направлениям интенсивности рассеянной радиации, выходящей через нижнюю поверхность облака.

1) $H=300$ *м*, *2*) $H=600$ *м*

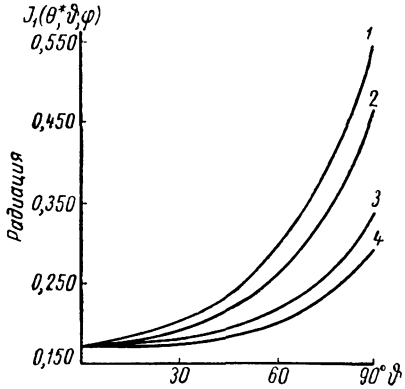


Рис. 101. Распределение по различным направлениям интенсивности рассеянной радиации, выходящей через верхнюю поверхность облака.

1) $\psi=180°$; *2*) $\psi=135°$; *3*) $\psi=90°$, *4*) $\psi=45°$

направлению к горизонту (с увеличением ϑ). При достаточно мощных облаках ($H=600$ *м*) интенсивность рассеянной радиации практически не зависит от направления, т. е. рассеянная радиация таких облаков является изотропной. Расчеты Фейгельсон показали, что абсолютные величины яркости облачного неба существенно зависят от формы индикатрисы рассеяния. Однако угловое распределение яркости практически нечувствительно к виду индикатрисы. В этом отношении облачное небо радикально отличается от безоблачного, так как при отсутствии облаков угловое распределение яркости неба определяется в основном формой индикатрисы рассеяния.

На рис. 101 изображены теоретические кривые, характеризующие зависимость от направления интенсивности рассеянной радиации, выходящей через верхнюю поверхность облака (расчеты выполнены только для $H=300$ *м*). В данном случае интенсивность рассеянной радиации зависит от ϑ и от ψ. При неизмен-

ном азимуте интенсивность радиации возрастает по направлению к горизонту. Максимального значения интенсивность достигает в направлении, противоположном солнцу ($\psi = 180°$).

Важно отметить, что более поздние расчеты, сделанные Фейгельсон для случая сильно вытянутой индикатрисы рассеяния сложной формы, обнаружили немонотонный характер зависимости интенсивности выходящей через верхнюю поверхность облака радиации от угла ϑ. В особенности при зенитном расстоянии солнца $\vartheta_\odot = 30°$ наблюдаются сильные колебания интенсивности радиации в зависимости от ϑ. Оказывается при этом, что в случае больших высот солнца яркость облака в надире несколько больше, чем у горизонта (однако в окрестности азимута $\psi = 180°$ яркость облаков всегда увеличивается по направлению к горизонту).

Воспользовавшись формулой (6.19), можно получить следующее выражение для потока рассеянной радиации через нижнюю поверхность облака:

$$F_2(0) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} J_2(0, \vartheta) \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta =$$

$$= F_1(0)\left[1 - \frac{7}{6\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3}c_1\right)\tau^*\right]} + \frac{7F_2(\tau^*)}{6\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3}c_1\right)\tau^*\right]}\right] +$$

$$+ \pi S' \cos\vartheta_\odot \left\{ \frac{7}{6} \frac{2\cos\vartheta_\odot + 1}{2\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3}c_1\right)\tau^*\right]} - \frac{7}{6} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\frac{1}{3}c_1 \cos\vartheta_\odot + \frac{1}{8}c_2 (3\cos^2\vartheta_\odot - 1)\left[1 - 2\cos\vartheta_\odot \left(\frac{1}{3}c_1 - 1\right)\right]}{4\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3}c_1\right)\tau^*\right]} \right\}. \quad (6.20)$$

Первое слагаемое в этой формуле определяет величину отраженной части потока рассеянной радиации, приходящего на нижнюю поверхность облака. Соответственно этому альбедо облака для рассеянной радиации A_D выражается таким соотношением:

$$A_D = 1 - \frac{7}{6\left[1 + \left(1 - \frac{1}{3}c_1\right)\tau^*\right]}. \quad (6.21)$$

Отсюда видно, что альбедо облаков для рассеянной радиации возрастает с увеличением τ^*, т. е. с увеличением мощности облаков. На рис. 102 представлены рассчитанные на основе (6.21) кривые $A_D(H)$, позволяющие количественно характеризовать

зависимость альбедо от мощности облаков для случая сферической (*1*) и несферической (*2*) индикатрис рассеяния.

Второй член в формуле (6.20) определяет величину пропущенной облаком части потока рассеянной радиации, приходящего на верхнюю поверхность облака. Коэффициент пропускания рассеянной радиации облаком P_D может быть определен по следующей формуле:

$$P_D = \frac{7}{6\left[1+\left(1-\frac{1}{3}c_1\right)\tau^*\right]}. \qquad (6.22)$$

Эта формула показывает, что коэффициент пропускания уменьшается с увеличением τ^*, т. е. с возрастанием мощности облаков.

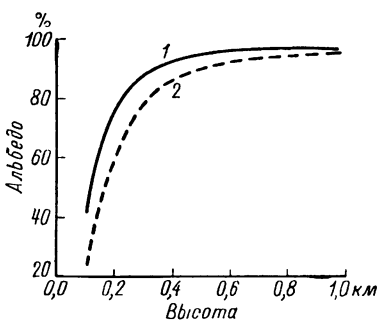


Рис. 102. Зависимость альбедо облаков для рассеянной радиации от мощности облаков.

Последнее (третье) слагаемое (6.20) характеризует величину той части выходящего через нижнюю границу облака потока рассеянной радиации, которая обусловлена рассеянием в облаке прямой солнечной радиации.

Согласно формуле (6.20), прямая солнечная радиация совершенно не проходит через облака, и поэтому облака посылают через нижнюю поверхность только рассеянную радиацию. Такое положение имеет место во всех случаях, когда толщина облаков не является слишком малой ($H > 100$ *м*).

Альбедо облаков для прямой солнечной радиации может быть вычислено по формуле

$$A_s = 1 - \frac{7}{12}\frac{2\cos\vartheta_\odot + 1}{1+\left(1-\frac{1}{3}c_1\right)\tau^*} + \frac{7}{24}\frac{\frac{1}{3}c_1\cos\vartheta_\odot + \frac{1}{8}c_2\left(3\cos^2\vartheta_\odot - 1\right)\left[1-2\cos\vartheta_\odot\left(\frac{1}{3}c_1 - 1\right)\right]}{1+\left(1-\frac{1}{3}c_1\right)\tau^*}. \qquad (6.23)$$

На рис. 103 представлены результаты вычислений по этой формуле зависимости альбедо слоистых облаков для прямой солнечной радиации от зенитного расстояния солнца в случае сферической и несферической индикатрис рассеяния. Приведенный рисунок показывает, что при $\vartheta_\odot > 30°$ альбедо слоистых облаков малой мощности (300 *м*) существенно зависит от зенитного

расстояния солнца. В диапазоне оптических толщин 10—50 наблюдается быстрое увеличение альбедо с ростом оптической толщины. При $\tau^* > 50$ эта зависимость более не проявляется.

Качественное сопоставление рассмотренных результатов теоретических расчетов с данными наблюдений (см. изложенные выше и приведенные в следующей главе материалы по альбедо) обнаруживает удовлетворительное согласие. Однако количественное сравнение является весьма затруднительным, так как для этого требуется выполнить условие полного соответствия параметров, отвечающих реальным условиям, и параметров, используемых для теоретических расчетов. Решение задачи такого сравнения стоит еще на очереди.

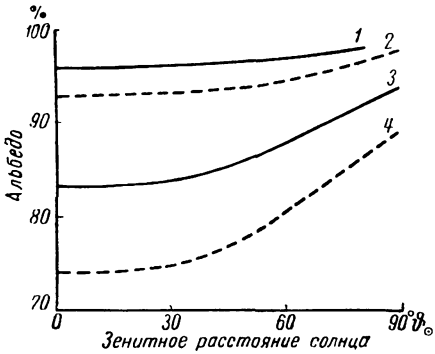


Рис. 103. Зависимость альбедо облаков для прямой солнечной радиации от мощности облаков и зенитного расстояния солнца.

1 — сферическая индикатриса, $H=600$ *м*;
2 — несферическая индикатриса, $H=600$ *м*;
3 — сферическая индикатриса, $H=300$ *м*;
4 — несферическая индикатриса, $H=300$ *м*

Для приближенных расчетов месячных сумм рассеянной радиации при любых условиях облачности были предложены различные эмпирические формулы. Так, например, С. И. Савинов нашел такое соотношение:

$$\sum D = \sum_{в} D(1-n) + kn_1 \sum_{в} Q, \qquad (6.24)$$

где $\Sigma_{в}D$ — приход рассеянной радиации при безоблачном небе, n — степень облачности (в долях единицы), $n_1 = \frac{1-S_1+n}{2}$ — показатель пасмурности неба, $\Sigma_{в}Q$ — возможная сумма суммарной радиации.

Первое слагаемое в формуле (6.24) определяет величину рассеянной радиации от безоблачной части неба. Второе слагаемое характеризует приход радиации, рассеянной облаками. Согласно рассматриваемой формуле, получаем в двух предельных случаях:

1) $n_1 = 0$ (ясное небо), $\Sigma D = \Sigma_{в} D$;

2) $n_1 = 1$ (полностью облачное небо), $\Sigma D = k\Sigma_{в} Q$.

Согласно формуле (6.24), даже в случае полностью облачного неба некоторое количество рассеянной радиации безоблачного неба от слоя атмосферы, расположенного над облаками, проникает через облачный покров, а также достигает земной поверхности в виде многократно рассеянной радиации безоблачного неба.

Вводя коэффициент $\alpha = \frac{\Sigma_в D}{\Sigma_в S'}$, перепишем формулу (6.24) следующим образом:

$$\sum D = \sum_в S' [\alpha(1-n) + kn_1(1+\alpha)]. \qquad (6.25)$$

Определив коэффициенты α и k из наблюдений, Савинов показал, что результаты расчета средних месячных сумм рассеянной радиации по этой формуле удовлетворительно согласуются с наблюдениями.

Таблица 95

Годовой ход коэффициентов α в Павловске (1929—1933 гг.) и Саратове (1936—1939 гг.), по данным Б. М. Гальперин

Станция	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Павловск	33	24	18	13	11	10	11	14	13	19	39	47
Саратов	36	29	22	17	18	17	18	18	17	24	28	38

В табл. 95 указаны полученные Б. М. Гальперин величины α для Павловска и Саратова по данным измерений рассеянной радиации с помощью пиранометра Янишевского.

Как видно из этой таблицы, коэффициент α в годовом ходе имеет минимум летом и максимум зимой. Возрастание α в зимнее время года обусловлено в основном убыванием $Q_в$, а также влиянием высокой отражательной способности снежного покрова: поток рассеянной радиации увеличивается за счет вторичного рассеяния отраженной от снежного покрова радиации. Согласно табл. 95, даже в теплую половину года суммы рассеянной радиации безоблачного неба настолько значительны, что пренебрежение ими является недопустимым. Как отмечает Гальперин, в отдельные летние дни, когда общий фактор мутности $T = 5{,}2$, коэффициент α достигал значений, равных 45%.

Вопрос о географической изменчивости коэффициента α не является в настоящее время достаточно ясным. Необходимы дальнейшие исследования формулы Савинова (6.25) по данным актинометрических наблюдений в пунктах, находящихся в различных климатических условиях.

Значения коэффициента k будут приведены в главе VIII при обсуждении задачи расчета сумм суммарной радиации.

§ 4. Основные наблюдаемые закономерности изменчивости сумм рассеянной радиации

Как уже отмечалось выше, приход рассеянной радиации составляет значительную долю от прихода прямой солнечной радиации. В связи с этим особый интерес приобретает вопрос

о суммах тепла рассеянной радиации. Заметим, что во всех случаях в настоящем параграфе речь будет идти о суммах тепла рассеянной радиации на горизонтальную поверхность.

1. Суточные суммы тепла рассеянной радиации. Нетрудно понять, что средние месячные суточные суммы тепла рассеянной радиации должны иметь годовой ход с максимумом в летние месяцы, обусловленным увеличением к лету высот солнца. Это можно видеть из табл. 96, составленной Н. Н. Калитиным по данным наблюдений в различных пунктах.

Таблица 96

Средние суточные суммы тепла рассеянной радиации (*кал/см²*)

Пункт наблюдений	Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Павловск	59°42′	24	63	116	149	179	195	188	164	113	55	22	13	107
Бенсон . .	51 30	35	46	75	68	106	119	128	119	106	103	45	24	81
Париж . .	48 49	40	67	109	168	215	244	234	191	135	85	48	35	131
Такубая . .	19 24	88	82	186	252	268	201	135	202	156	117	135	141	164

Приведенные в этой таблице результаты наблюдений в Павловске получены по материалам регистрации рассеянной радиации за 10 лет (1931—1940 гг.). Приемником радиации в 1931—1935 гг. служил пиранометр Калитина, а в 1936—1940 гг. — пиранометр Янишевского. Существенно отметить, что при окончательной обработке павловских наблюдений были введены поправки к показаниям пиранометров на спектральный состав и распределение рассеянной радиации по зонам. Введение этих поправок значительно изменило первоначальные результаты в сторону увеличения потоков радиации. До введения указанных поправок средние месячные суточные суммы рассеянной радиации имели следующие значения:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
16	44	86	124	137	157	127	119	81	43	16	9

В последней графе табл. 96 указаны среднегодовые величины суточных сумм рассеянной радиации. Несмотря на то что различие в методике наблюдений, применявшейся в разных пунктах, делает не вполне сравнимыми приведенные в табл. 96 результаты, все же рассматриваемая таблица правильно отражает закономерности годовой и широтной изменчивости суточных сумм рассеянной радиации. Как показывает табл. 96, во всех пунктах максимальные величины суточных сумм рассеянной радиации наблюдаются в летние месяцы. Несколько своеобразным является годовой ход суточных сумм рассеянной радиации в Такубае (Мексика), где суммы радиации во второй половине года значительно больше, чем в первой половине. Это можно

объяснить, по-видимому, тем, что в этом пункте во второй половине года имеет место бóльшая облачность, чем в первой.

Широтная изменчивость суточных сумм рассеянной радиации различна в разное время года. Зимой, когда на севере имеют место малые высоты солнца и короткая продолжительность дня, суточные суммы рассеянной радиации на юге значительно больше, чем на севере. Летом благодаря большой продолжительности дня различие между суточным приходом рассеянной радиации на юге и на севере сглаживается.

В связи с вопросом о зависимости прихода солнечной радиации от условий наблюдения представляет интерес исследование минимальных и максимальных величин сумм рассеянной радиации.

Таблица 97

Максимальные и минимальные величины суточных сумм тепла рассеянной радиации (*кал/см²*)

Месяц	Максимумы					Минимумы					
	год	число	$\Sigma_{max} D$	облачность: количество	облачность: форма	год	число	$\Sigma_{min} D$	облачность: количество	облачность: форма	$\frac{\Sigma_{max} D}{\Sigma_{min} D}$
I	1933	31	65	10—10—10	Ci, As, Cs	1937	1	3	10—10—10	St	22
II	1936	28	163	10—10—10	As, Sc	1939	19	22	10—10—10	St, ☰	7
III	1931	29	332	10—10—10	Ns, *	1932	4	35	Безоблачно		9
IV	1931	11	326	10—10—7	Ci, Sc	1934	1	54	То же		6
V	1936	17	322	10—10—10	Cb, Ac	1935	27	63			5
VI	1935	30	340	10—10—7	Ci, Cs, Ac, Sc	1931	27	58	0—0—10	Cs	6
VII	1938	4	372	10—10—10	As, Ac, Sc	1933	6	63	1—0—0	Ci, Sc	6
VIII	1937	3	280	10—7—10	Sc, Cu, St fr.	1931	27	44	10—10—10	Nb, ●	6
IX	1933	4	237	10—1—10	Ci, Sc, St fr.	1935	30	23	10—10—10	St, St fr.	10
X	1933	4	189	10—10—8	Sc	1937	26	6	10—10—10	St	31
XI	1932	3	71	10—10—10	St	1938	28	4	10—10—10	St	18
XII	1933	2	38	10—10—10	Sc	1939	8	3	10—10—10	St	13

В табл. 97 приведены максимальные $\Sigma_{max} D$ и минимальные $\Sigma_{min} D$ величины среднемесячных сумм рассеянной радиации, полученные Н. Н. Калитиным по данным наблюдений в Павловске, с учетом спектральной и угловой поправок. Количество облаков в день наблюдения экстремума дается как среднее для трех утренних, трех околополуденных и трех вечерних часов. Для тех же сроков была определена и преобладающая форма облачности, указанная в таблице. В последней графе таблицы приведены величины отношения максимальных сумм рассеянной радиации к минимальным. Как показывает табл. 97, максимальные и минимальные величины суточных сумм рассеянной радиации имеют примерно такой же годовой ход, как и средние величины сумм.

Наибольшая максимальная за 10 лет величина суточной суммы рассеянной радиации в Павловске наблюдалась 4 июня 1938 г. и составляет 372 *кал/см²·день*. Небесный свод в этот день был полностью покрыт высоко-слоистыми, высоко-кучевыми и слоисто-кучевыми облаками. Наименьшая минимальная суточная сумма рассеянной радиации, равная 3 *кал/см²·день*, имела место 1 января 1937 г. и 8 декабря 1938 г. при наличии сплошного покрова слоистых облаков.

Как видно из табл. 97, пределы изменений суточных сумм рассеянной радиации весьма велики: в отдельных случаях максимальные суммы превышают минимальные в 20—30 раз. Наиболее изменчивый приход рассеянной радиации наблюдается при этом в осенне-зимние месяцы.

Выше уже отмечалось (см. § 3), что особенно велик приход рассеянной радиации в Арктике. В период полярного дня суточные суммы рассеянной радиации достигают здесь 500 — 600 *кал/см²·день*.

2. Месячные суммы тепла рассеянной радиации. Так же как и суточные суммы, месячные суммы тепла рассеянной радиации имеют простой годовой ход с максимумом в летние месяцы. В табл. 98 приведен для иллюстрации годовой ход средних месячных сумм рассеянной радиации, полученных Ю. Д. Янишевским по данным наблюдений в Павловске с марта 1938 г. по сентябрь 1940 г.

Таблица 98

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
0,64	1,43	3,34	4,37	5,84	5,90	5,61	4,31	3,30	1,52	0,59	0,37	37,21

Как показывает рассматриваемая таблица, максимальная месячная сумма рассеянной радиации наблюдается в Павловске в июне и составляет 5,90 *ккал/см²·месяц*. Минимальный месячный приход рассеянной радиации имеет место в декабре и равен 0,37 *ккал/см²·месяц*.

Сравнивая величины этой таблицы с месячными суммами прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность в Павловске, приведенными в табл. 74 главы V, видим, что приход рассеянной радиации составляет значительную долю по отношению к приходу прямой солнечной радиации. Более того, с сентября по март месячные суммы рассеянной радиации превосходят суммы прямой солнечной радиации. Так, например, минимальная декабрьская сумма рассеянной радиации оказывается в 5,3 раза больше соответствующей суммы прямой солнечной радиации.

Большая роль прихода рассеянной радиации выявляется даже по наблюдениям в таком пункте, как Ташкент, где облач-

ность значительно меньше, чем в Павловске, а приход прямой солнечной радиации значительно больше.

Таблица 99

Годовой ход средних месячных сумм рассеянной радиации, по наблюдениям И. Н. Ярославцева в Ташкенте в 1937—1943 гг.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
ΣD ккал/см²·месяц	2,36	2,67	3,78	4,20	4,41	3,71	3,20	2,93	2,71	2,71	2,18	1,87	36,73
$\frac{\Sigma D}{\Sigma Q}$ %	59	50	46	33	26	20	16	16	20	30	41	51	27

Во второй строке этой таблицы указаны величины отношения сумм рассеянной радиации к суммам суммарной радиации, выраженные в процентах. Рассматриваемая таблица показывает, что в Ташкенте доля месячного прихода рассеянной радиации по отношению к приходу суммарной радиации составляет не менее 16%. Заметим, что наличие в Ташкенте максимальных величин месячных сумм рассеянной радиации обусловлено тем, что весной здесь наиболее интенсивно развита облачность.

Как показывает сравнение табл. 98 и 99, общий приход рассеянной радиации за год оказывается в Павловске и Ташкенте почти одинаковым, однако в Павловске имеет место более резко выраженный ход месячных сумм рассеянной радиации. Следует, однако, отметить, что сопоставление табл. 98 и 99 необходимо рассматривать как условное, поскольку данные табл. 98 получены после введения всех необходимых поправок к показаниям пиранометра, а при обработке наблюдений, положенных в основу табл. 99, этого проделано не было.

Очень интересные результаты сопоставления месячных сумм рассеянной радиации в различных географических районах, выполненного Н. Г. Черниговским, приведены в табл. 100.

Эта таблица показывает, что на дрейфующих полярных станциях в Центральной Арктике месячные суммы рассеянной радиации летом в 2—3 раза больше, чем в южных широтах. В условиях Антарктики столь большого прихода рассеянной радиации не наблюдается, поскольку здесь облака нижнего яруса, способствующие росту рассеянной радиации, имеют место реже, чем в Арктике. Если в Арктике главную часть в приходной статье радиационного баланса занимает рассеянная радиация, то в Антарктиде — прямая солнечная радиация.

3. Годовые суммы тепла рассеянной радиации. Годовые суммы тепла рассеянной радиации определяются в основном широтой и режимом облачности в пункте наблюдения. В результате того, что в северных пунктах облачность, как правило,

Таблица 100

Месячные суммы радиации (*ккал/см²*) в Центральной Арктике, Антарктиде и на Кавказе

Месяц	СП-2 1950—1951 гг.	СП-6 1957 г.	СП-7 1957 г.	Сухуми 1950—1955 гг.	Месяц	Мирный, 1956—1957 гг.
I	—	—	—	2,5	VII	0,2
II	—	—	—	2,9	VIII	1,0
III	1,4	1,1	—	3,8	IX	2,6
IV	5,3	—	—	4,9	X	5,7
V	14,0	11,3	—	6,0	XI	6,8
VI	17,7	13,0	13,9	5,8	XII	7,6
VII	14,3	10,6	11,0	5,4	I	6,8
VIII	9,5	7,3	7,0	4,6	II	5,5
IX	3,8	2,8	1,5	4,3	III	2,8
X	0,4	0,6	—	3,6	IV	0,8
XI	—	—	—	2,6	V	0,4
XII	—	—	—	2,1	VI	0,1
Сумма за год	66,5	—	—	48,5	Сумма за год	40,3

больше, чем в южных, не наблюдается закономерного широтного хода годовых сумм рассеянной радиации. Т. Г. Берлянд получена следующая зависимость годовых сумм рассеянной радиации от широты:

Широта, *град*	80	75	70	65	60	55	50	45	40	35
ΣD *ккал/см²·год* . . .	47	41	40	38	37	37	39	43	49	52

Как видно из этой таблицы, в пределах от 80 до 35° с. ш. годовые суммы рассеянной радиации изменяются весьма мало.

Так как широтная изменчивость годовых сумм рассеянной радиации невелика, а приход прямой солнечной радиации значительно возрастает к югу, то отсюда ясно, что относительная доля годового прихода рассеянной радиации должна уменьшаться к югу. Среднеширотное распределение отношения прихода рассеянной радиации к суммарной характеризуется, однако, наличием минимума на широте около 30° (в малооблачных районах субтропических и тропических широт). Далее к югу доля рассеянной радиации в суммарной снова возрастает.

Наблюдения показывают, что годовые суммы рассеянной радиации могут значительно изменяться от года к году главным образом из-за изменения облачного режима того или иного года. Так, например, по данным наблюдений И. Н. Ярославцева в Ташкенте, изменения годовых сумм рассеянной радиации от года к году достигают 12—16% по отношению к среднемноголетней величине.

Глава VII

АЛЬБЕДО ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЛАКОВ

Достигнув земной поверхности, прямая солнечная и рассеянная радиация отражается от нее. Альбедо различных видов подстилающих поверхностей неодинаково. Как уже отмечалось в главе II, измерения интегрального альбедо производятся в СССР почти исключительно с помощью альбедометра Янишевского. Для спектральных измерений были созданы различные типы спектрофотометрической аппаратуры.

Определение величин альбедо имеет исключительно важное значение для исследования радиационного баланса подстилающей поверхности, так как, только зная альбедо, можно определить, какое количество тепла получает подстилающая поверхность за счет поглощения падающей на нее радиации.

В настоящей главе будет рассмотрен вопрос об альбедо различных видов подстилающих поверхностей, альбедо облаков и альбедо Земли как планеты, имеющий важное практическое значение.

§ 1. Спектральное альбедо естественных подстилающих поверхностей

Если исследование закономерностей интегрального альбедо важно главным образом для метеорологии, то сведения о спектральном альбедо представляют значительно более широкий интерес, так как они необходимы также для решения разнообразных задач в области биоклиматологии, светофизиологии, аэрофотосъемки и др. По этой причине исследованиями спектральной отражательной способности естественных подстилающих поверхностей и различных земных образований занимаются в настоящее время представители самых разнообразных научных дисциплин. Однако, несмотря на это, сведения о спектральном альбедо, которые имеются сейчас, сравнительно немного-

численны и не всегда достаточно надежны. Почти все данные по спектральному альбедо естественных подстилающих поверхностей получены либо путем измерений со стеклянными светофильтрами, имеющими широкие и недостаточно четко ограниченные области пропускания радиации, либо путем измерений спектральной яркости различных природных образований в фиксированных направлениях при помощи монохроматоров с фотографической или фотоэлектрической регистрацией спектров. Между тем ни тот, ни другой из двух упомянутых методов не дает таких результатов, которые были бы вполне удовлетворительны с точки зрения метеорологических приложений.

Измерения альбедо с помощью пиранометров, перекрываемых светофильтрами, позволяют получить лишь очень грубую и не вполне однозначную картину спектрального распределения альбедо (области пропускания светофильтров нередко перекрываются, что еще более ухудшает и без того неудовлетворительную монохроматизацию радиации). Правда, с появлением за последние годы интерференционных светофильтров, обладающих очень узкими полосами пропускания, перспективы применения светофильтров существенно расширились. Однако исследования такого рода пока еще только начинаются.

Многочисленные измерения спектральной яркости природных образований представляют для метеорологии большой интерес, но в приложении к исследованиям закономерностей радиационного баланса естественных подстилающих поверхностей имеют все же весьма ограниченное значение. Известно, что только в случае ортотропно отражающих поверхностей величины спектральной яркости (определяемой, как правило, по отношению к яркости абсолютно белого экрана) и альбедо тождественны. Однако почти все естественные подстилающие поверхности отражают радиацию неортотропно. Поэтому между результатами измерений спектральной яркости и альбедо имеет место только качественное соответствие — приближенное подобие хода зависимости отражательной способности от длины волны.

Что касается непосредственных спектрофотометрических измерений альбедо, то они пока еще очень немногочисленны. Подобные исследования были впервые осуществлены сотрудниками ЛГУ в 1953—1954 гг.

Обычно принято считать, что альбедо является характеристикой данной подстилающей поверхности. В отношении интегрального альбедо это в первом приближении справедливо. Хотя многочисленными измерениями установлено, что почти всегда наблюдается зависимость интегрального альбедо от высоты солнца, эта зависимость выражена, как правило, сравнительно слабо (исключение составляет альбедо водных бассейнов). Важно также, что зависимость интегрального альбедо от высоты солнца является монотонной и достаточно устойчивой. Это

означает, что данному виду поверхности соответствует вполне определенная кривая дневного хода альбедо.

Значительно сложнее обстоит дело в отношении спектрального альбедо, подверженного очень сильной изменчивости в зависимости от условий освещения. Изменчивость спектрального альбедо определенной поверхности (с фиксированными свойствами) в зависимости от условий освещения (высоты солнца, углового распределения интенсивности рассеянной радиации) может превосходить различия осредненных величин альбедо разных подстилающих поверхностей (множества значений альбедо разных поверхностей перекрываются). Таким образом, в случае спектрального альбедо свойства данной подстилающей поверхности и условия освещения являются часто почти равнозначащими факторами, определяющими величины альбедо. Это затрудняет анализ результатов измерений спектрального альбедо. Естественно, однако, классифицировать результаты измерений спектрального альбедо прежде всего в зависимости от вида подстилающих поверхностей, следуя при этом типизации подстилающих поверхностей, предложенной Е. Л. Криновым.

1. Почвы и обнажения. Основная особенность этого типа подстилающих поверхностей — монотонное увеличение альбедо с ростом длины волны в видимой и близкой инфракрасной областях спектра. Этот вывод, полученный первоначально по данным измерений спектральной яркости, был позднее полностью подтвержден результатами спектрофотометрических измерений альбедо. Последние показали также, что изменчивость спектрального альбедо оголенной поверхности почвы в зависимости от условий освещения является сравнительно слабой: колебания альбедо относительно среднего значения не превышают 5—10%.

Е. Ашбурн и Р. Уелдон исследовали спектральное альбедо различных подстилающих поверхностей пустыни. Для монохроматизации радиации (рассматривалась область спектра 0,40—0,65 μ) эти авторы использовали интерференционные светофильтры. Хотя полученные ими величины альбедо колеблются в очень широких пределах (от 3 до 74%), во всех исследованных случаях (за исключением поверхности базальтовой лавы) наблюдалось увеличение альбедо с ростом длины волны. При этом величины альбедо на границах исследованного участка спектра различаются примерно в два раза. Упомянутыми авторами получены также некоторые данные, касающиеся зависимости спектрального альбедо от высоты солнца. Во всех случаях обнаружено увеличение альбедо с уменьшением высоты солнца до 10°; при дальнейшем уменьшении высоты солнца происходит уменьшение альбедо. Наиболее четко выражена такая зависимость альбедо от высоты солнца для длинных волн. Следует

заметить, однако, что число наблюдений дневного хода спектрального альбедо в рассматриваемом исследовании было очень невелико. Это не позволяет считать данные, относящиеся к зависимости альбедо от высоты солнца, вполне достоверными.

Осуществленное Л. Б. Красильщиковым, О. И. Голиковой и Е. П. Новосельцевым исследование спектральных коэффициентов яркости утоптанной земли в широком диапазоне спектра от 0,6 до 1,35 μ показало, что возрастание отражательной способности с увеличением длины волны продолжается примерно до 1,1 μ, после чего отражательная способность начинает убывать с увеличением длины волны. И. Р. Заитов и И. Г. Индиченко нашли максимум спектрального коэффициента яркости различных типов почв вблизи длины волны 1,3 μ, а также обнаружили зависимость яркости от шероховатости поверхности почвы. И. Дирмхирн, исследовавшая спектральные коэффициенты яркости светлого известняка и темного гнейса в области спектра от 0,3 до 2,6 μ, показала, что во всей этой области спектра коэффициенты яркости монотонно растут с увеличением длины волны, достигая очень больших значений. Так, например, коэффициент яркости известняка при $\lambda = 2{,}6$ μ составляет 87%, тогда как при $\lambda = 0{,}5$ μ он равен 40%.

2. Растительные покровы. Исследованию спектральной отражательной способности растительных покровов и различных их элементов (листьев, стеблей и др.) посвящена очень обширная литература.

Основная особенность спектрального хода альбедо для различного рода зелени (сочного травяного покрова, зеленых листьев деревьев и др.) состоит в наличии малых значений альбедо в видимой области спектра с небольшим максимумом в промежутке 0,50—0,55 μ и минимумом в интервале полосы поглощения хлорофилла (около длины волны 0,65 μ). При длинах волн около 0,70—0,80 μ или более наблюдается сильное увеличение альбедо, после чего (при дальнейшем увеличении длины волны) происходит столь же резкое уменьшение альбедо. Эти основные особенности спектрального распределения альбедо зеленой растительности отчетливо видны на рис. 104, построенном по данным автора, З. Ф. Мироновой и Л. В. Даевой. Данные рис. 104 относятся к свежей, сочной траве суданке и получены при безоблачном небе. Необходимо отметить, что найденное в рассматриваемом случае резкое уменьшение альбедо при длинах волн, превышающих 0,72—0,74 μ, не было обнаружено в более ранних работах. Так, например, по данным А. К. Пронина, альбедо зелени монотонно увеличивается вплоть до длины волны $\lambda = 1$ μ. У. Биллингс и Р. Моррис обнаружили в результате изучения в лабораторных условиях спектрального альбедо различных видов растительности высокие значения альбедо (около 50%) и почти полное отсутствие селективности в близкой

инфракрасной области спектра (от 0,7—0,8 до 1,1 μ). Аналогичные результаты были получены К. Эгле, но при $\lambda > 1{,}1$ μ он обнаружил сильное уменьшение отражательной способности до величин около 10—15% и менее при $\lambda = 2{,}4$ μ.

Очень интересные данные по коэффициентам яркости листьев растений, измеренным в лабораторных условиях, были получены для инфракрасной области спектра (вплоть до $\lambda = 2{,}6$ μ) И. Дирмхирн. По данным этого автора, коэффициент яркости зеленых листьев растений имеет главный максимум в промежутке 0,75—1,4 μ, а затем немонотонно убывает с увеличением длины волны, имея промежуточные максимумы около 1,7 и 2,3 μ. Причину

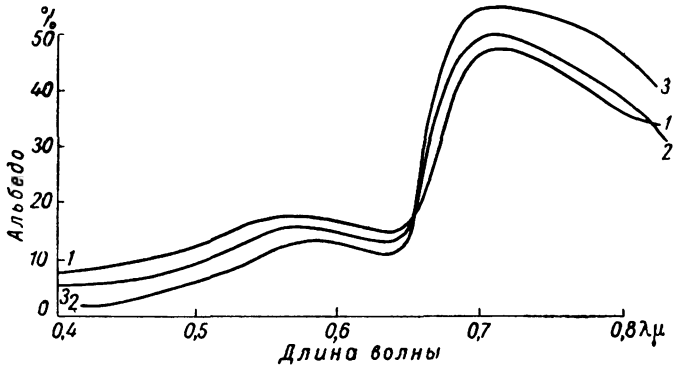


Рис 104. Спектральное альбедо свежей, сочной травы суданки. Карадаг (Крым), 19 июня 1956 г., безоблачное небо
1 — 15 *час*; *2* — 16 *час*; *3* — 17 *час*.

значительных расхождений результатов измерений спектральной отражательной способности зелени установить трудно. Возможно, она состоит в том, что многие исследования являются лабораторными и поэтому не должны находиться в полном соответствии с данными измерений в естественных условиях. Нет, однако, никаких оснований сомневаться в том, что вблизи значений длины волн 0,8—1,0 μ происходит уменьшение альбедо зелени с увеличением длины волны. Об этом свидетельствует, например, тот факт, что, по данным В. И. Матулявичене, альбедо растительных покровов в видимой области спектра значительно выше, чем интегральное. Заметное уменьшение спектральных коэффициентов яркости многих видов зелени в области спектра от 0,8—0,9 до 1—2 μ было обнаружено недавно в работе М. П. Перевертун. Аналогичные данные получены И. Н. Ярославцевым и Д. Миллером. Последний дает следующую схематическую таблицу зависимости альбедо крон хвойных деревьев от длины волны:

Длина волны, μ	0,35	0,35—0,76	0,76—2,0	2,0—5,0	10
Альбедо, %	5—8	4—8	15	5	3

Изображенные на рис. 104 данные представляют результаты трех серий измерений через часовые промежутки времени при безоблачной погоде. Условия освещения в данном случае были довольно устойчивыми. Заметное расхождение результатов трех серий измерений, обнаруживаемое на рис. 104, свидетельствует о существенном влиянии условий освещения на величины спектрального альбедо. Исследование дневного хода альбедо поверхности ячменя, выполненное автором, З. Ф. Мироновой и Л. В. Даевой, показало, что если для значений длин волн приблизительно 0,7—0,8 μ имеет место возрастание альбедо с уменьшением высоты солнца, то для более коротких длин волн наблюдается немонотонное изменение альбедо в течение дня. Это заставляет предполагать, что дневной ход интегрального альбедо растительных покровов с минимумом в околополуденное время объясняется, по-видимому, в первую очередь аналогичным ходом альбедо для длинноволновой радиации. К такому же выводу приводят и результаты наблюдений Ярославцева. Впрочем, следует отметить, что иногда наблюдается и уменьшение альбедо в близкой инфракрасной области спектра с уменьшением высоты солнца. Таким образом, необходимо признать, что задача изучения дневного хода спектрального альбедо растительных покровов остается до сих пор очень мало изученной.

В связи с решением различных задач аэрофотосъемки за последние годы широко развернулись самолетные измерения спектральной яркости различных природных образований. Обширные результаты такого рода исследований древесных пород содержатся в работах Е. С. Арцыбашева и С. В. Белова и С. Спарра. Эти результаты вполне подтверждают закономерности спектрального хода коэффициента яркости в видимой области спектра, но дают несколько меньшие значения спектральных коэффициентов яркости, чем наземные измерения. Последнее объясняется большей шероховатостью полога древостоя, влиянием затенения и меньшим отражением света сучьями и ветвями.

Многочисленные исследования обнаружили сильную изменчивость спектрального альбедо в зависимости от фазы вегетации. На рис. 105 приведен пример эволюции спектрального альбедо поля ячменя. Три изображенные на этом рисунке кривые характеризуют спектральный ход альбедо зеленого, желтого ячменя и стерни ячменя. Как видно, пожелтение ячменя выражается в исчезновении минимума в области полосы поглощения хлорофилла и значительном увеличении альбедо в видимой области спектра. Еще более сглаживается и становится практически монотонной спектральная зависимость альбедо стерни ячменя.

Очень интересные данные, характеризующие сезонную изменчивость спектрального коэффициента яркости лиственной и хвой-

ной растительности в области спектра 0,560—0,725 μ, были получены В. С. Тихомировым, Е. С. Арцыбашевым и С. В. Беловым.

3. Снежный покров. Подобно интегральному, спектральное альбедо снежного покрова чрезвычайно изменчиво в зависимости от изменения свойств снежного покрова и условий освещения. Наиболее полные сведения, касающиеся спектрального альбедо снега, получены автором, З. Ф. Мироновой и Л. В. Даевой. По этим данным, спектральное альбедо сухого чистого снега при безоблачном небе сравнительно слабо зависит от длины волны в центральной части видимой области спектра и возрастает как

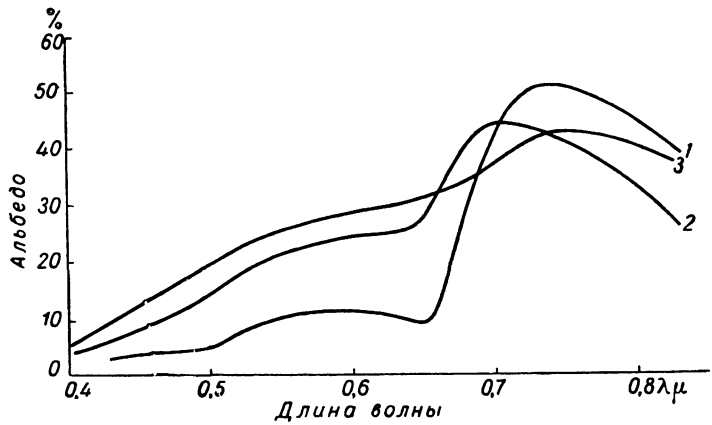


Рис. 105. Спектральное альбедо поля ячменя. Карадаг (Крым), безоблачное небо.

1 — ячмень зеленый, 20 июня 1956 г.; *2* — ячмень желтый, 4 июля 1956 г.; *3* — стерня ячменя, 28 июля 1956 г.

в сторону коротких (0,40—0,45 μ), так и длинных (0,7—0,8 μ) волн. Эти выводы относятся, однако, только к осредненным данным. Мгновенные кривые спектрального распределения альбедо, полученные даже при сравнительно устойчивых условиях освещения и состояния поверхности снега, обнаруживают сильную изменчивость не только величин альбедо, но также характера зависимости альбедо от длины волны. Особенно велика эта изменчивость в период таяния снега.

Если для сухого и чистого снега характерно в среднем более или менее четко выраженное возрастание альбедо в сторону коротких и длинных волн, то в случае загрязненного или сырого снега, как правило, наблюдается противоположная картина. Значительное влияние на величины альбедо оказывает шероховатость снежного покрова. С увеличением шероховатости (при прочих одинаковых условиях) происходит уменьшение альбедо для всех значений длины волн, что вполне согласуется с резуль-

татами теоретического анализа влияния шероховатости поверхности на альбедо, осуществленного К. С. Шифриным. При изменении шероховатости поверхности наблюдается также и некоторое изменение характера зависимости альбедо от длины волны. Отмеченные особенности зависимости альбедо от шероховатости можно проиллюстрировать данными табл. 101.

Таблица 101

Зависимость спектрального альбедо от шероховатости снежного покрова

Дата	Время, *час*	Облачность	Состояние снежного покрова	Длина волны, *mμ*			
				400	501	615	742
7 III 1957 г.	10	0/0	Снег сухой, чистый, рыхлый; ровная поверхность	73	76	73	70
17 III 1957 г.	10	0/0	Снег сухой, чистый, рыхлый; бугристая поверхность	65	61	60	60

И. Н. Ярославцев исследовал альбедо снега для инфракрасной радиации (светофильтр выделял участок спектра 0,8—3,5 μ). По этим данным, альбедо снега для инфракрасной радиации существенно меньше интегрального. Это означает, что в инфракрасной области спектра происходит уменьшение альбедо. Такой вывод вполне подтверждается результатами лабораторных измерений спектральных коэффициентов яркости слежавшегося снега, осуществленных И. Дирмхирн: коэффициент яркости снега монотонно убывает вплоть до $\lambda = 2{,}6\ \mu$, где он составляет всего несколько процентов. Интересно, что переход от снега — хорошего отражателя (видимая область спектра) — к снегу — «абсолютно черному телу» (инфракрасная область спектра) — происходит очень постепенно. Переходная область спектра охватывает промежуток длин волн около нескольких микрон.

Сильная зависимость спектрального альбедо снега от состояния последнего дает основание полагать, что, изучая изменчивость альбедо в различных участках спектра, можно получить весьма ценную информацию об изменении состояния и физических свойств снежного покрова. Решение такой обратной задачи существенно затруднено, однако, наличием значительных изменений спектрального альбедо снега в зависимости от условий освещения. Появление дымки или тем более облачности в существенной степени изменяет не только величины альбедо, но и зависимость их от длины волны. Это можно отчетливо видеть на рис. 106, на котором изображены кривые зависимости альбедо снежного покрова от длины волны при безоблачном небе (*1*) и при сплошной облачности верхнего яруса (*2*). Последняя яв-

ляется довольно типичной. Однако следует подчеркнуть, что изменчивость спектрального альбедо при наличии сплошного покрова облаков очень велика, и поэтому в различных случаях наблюдаются самые разнообразные зависимости альбедо от длины волны.

Дневной ход спектрального альбедо снежного покрова определяется сложным взаимодействием двух основных факторов: изменения состояния снежного покрова и условий освещения (углового распределения интенсивности суммарной радиации).

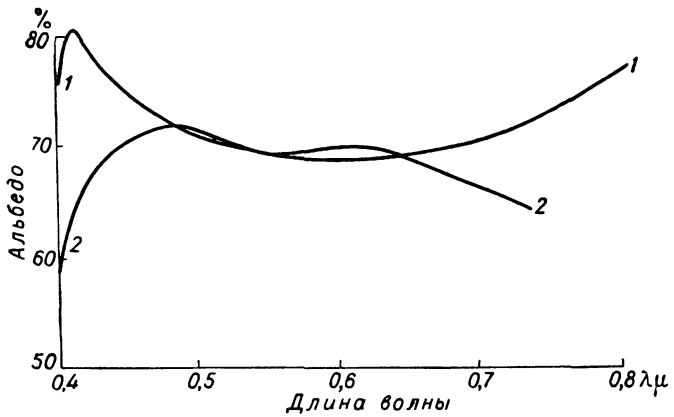


Рис. 106. Спектральное альбедо снега. Саблино (Ленинградская обл.), 4 марта 1957 г. Снег сухой, плотный, чистый, крупнозернистый.

Даже при безоблачном небе оба эти фактора изменяются со временем немонотонно. Соответственно этому наблюдается весьма сложный дневной ход альбедо. Отличительной особенностью кривых дневного хода спектрального альбедо является наличие нескольких экстремумов.

Заключая сказанное относительно спектрального альбедо снежного покрова, следует заметить, что, несмотря на очень сильную изменчивость величин альбедо снега, селективность отражения радиации снегом выражена, как правило, сравнительно слабо. В этом отношении снежный покров является полной противоположностью растительных покровов, для которых селективность весьма существенна. Благодаря сравнительно малой селективности отражения радиации снегом спектральный состав отраженной радиации в этом случае весьма незначительно отличается от спектрального состава падающей суммарной радиации.

4. Водные бассейны. Спектральное альбедо чистой воды практически полностью определяется эффектом поверхностного отражения и поэтому может быть без труда вычислено по известной формуле Френеля. Такого рода расчеты альбедо воды в области спектра 0,214—1,256 μ для прямой солнечной радиации были выполнены Н. Е. Тер-Маркарянц. Поскольку показатель преломления воды в этой области спектра монотонно уменьшается с ростом длины волны, расчеты дают монотонное уменьшение альбедо с увеличением длины волны, наиболее отчетливо выраженное при больших углах падения радиации (за исключением очень близких к 90°). Однако даже и при больших углах падения изменение альбедо в зависимости от длины волны очень невелико. Так, например, при угле падения, равном 80°, значения альбедо, соответствующие границам указанной выше области спектра, составляют 36,8 и 34,4%. Аналогичные результаты были получены П. Функом. О. Чепа выполнил расчеты альбедо воды для суммарной радиации, учтя угловое распределение интенсивности рассеянной радиации и соотношение между прямой солнечной и рассеянной радиацией. Приняв альбедо воды для рассеянной радиации безоблачного неба равным 7,75% и не зависящим от длины волны и учтя соотношение между рассеянной и прямой радиацией при различной длине волн, Чепа получил кривые зависимости альбедо для суммарной радиации при безоблачном небе от длины волны (рис. 107). Как видно, спектральный ход альбедо существенно зависит от высоты солнца. При больших высотах солнца получаются результаты, аналогичные найденным Н. Е. Тер-Маркарянц: уменьшение альбедо с ростом длины волны. Обратная зависимость альбедо от длины волны имеет место при малых высотах солнца. Для высоты солнца, равной 22,5°, наблюдается отсутствие селективности отражения. Следует при этом заметить, что если результаты, относящиеся к большим высотам солнца, качественно легко объяснимы (вклад рассеянной радиации в этом случае мал и поэтому решающее значение имеет зависимость альбедо прямой солнечной радиации от длины волны), то рост альбедо с увеличением длины волны при малых высотах солнца не вполне понятен. С точки зрения результатов Н. Е. Тер-Маркарянц, следовало бы и в этом

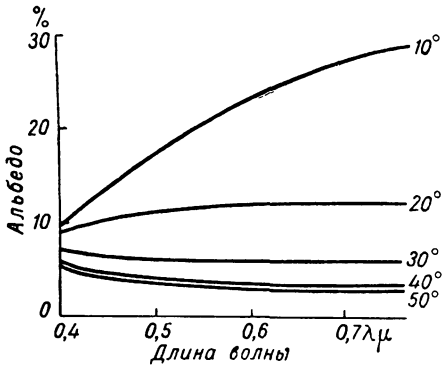


Рис. 107. Спектральное альбедо воды для суммарной радиации при безоблачном небе в зависимости от высоты солнца.

случае ожидать уменьшения альбедо с увеличением длины волны.

Что касается альбедо при наличии сплошной облачности, то его можно считать практически не зависящим от длины волны.

В реальных условиях альбедо водных бассейнов определяется суммой поверхностного отражения и так называемого обратного рассеяния радиации. Последнее определяется мутностью воды. Именно поэтому в реальных условиях спектральное альбедо зависит от мутности водного бассейна и реально наблюдаемый спектральный ход альбедо отличается от изображенного на рис. 107. По данным Н. Н. Калитина и Е. Хальбарта, относящимся к видимой области спектра, альбедо максимально в центральной части видимой области спектра и убывает как в сторону коротких, так и длинных волн. Такой же результат Хальбарт получил расчетным путем для дистиллированной воды.

5. Земля как планета. Солнечная радиация, достигающая Земли, отражается не столько земной поверхностью, сколько облаками и атмосферой вследствие интенсивного рассеяния радиации. Упомянем поэтому совсем кратко об этих факторах отражения солнечной радиации.

Экспериментально спектральное альбедо Земли как планеты пока еще почти не исследовано. Имеются лишь некоторые теоретические оценки, которым посвящена обширная литература. Однако количественные расчеты спектрального альбедо облаков, атмосферы и системы земля — атмосфера единичны и ориентировочны.

По данным Е. Хьюсона, альбедо облаков практически не зависит от длины волны до длин волн около 1,3 μ. В области более длинных волн происходит немонотонное уменьшение альбедо с минимумами около 1,5 и 2,0 μ и максимумами при 1,7 и 2,2 μ (расчеты были проделаны для области спектра 0,4—2,4 μ). Абсолютные величины альбедо в существенной степени зависят от микрофизических характеристик, вертикальной мощности облаков и высоты солнца. Качественное представление о спектральном альбедо Земли как планеты и его составляющих могут дать результаты З. Фритца (табл. 102).

Заметим, что все величины альбедо выражены здесь по отношению к значениям солнечной постоянной в соответствующих участках спектра. Границы областей спектра определены следующим образом: $\lambda<0{,}40$ μ (ультрафиолетовая область), $\lambda>0{,}74$ μ (инфракрасная область).

Как видно, альбедо облаков почти неселективно. Альбедо атмосферы быстро убывает с увеличением длины волны, что вполне естественно, так как в данном случае важную роль играет молекулярное рассеяние. Спектральный ход альбедо Земли как планеты определяется влиянием альбедо атмосферы.

Анализируя особенности спектрального альбедо различных

Таблица 102

Спектральное альбедо Земли как планеты

	Ультрафиолетовая область спектра	Видимая область спектра	Инфракрасная область спектра	Интегральное альбедо
Земная поверхность	1,1	2,4	2,4	2,3
Облака	20,0	25,1	22,2	23,3
Атмосфера . .	28,9	11,5	2,8	9,1
Планета Земля	50,0	39,0	27,4	34,7

подстилающих поверхностей, можно выделить целые классы и группы поверхностей, которым свойственны общие особенности зависимости альбедо от длины волны. На основе такого анализа Е. Л. Криновым была разработана спектрофотометрическая классификация природных образований, основные черты которой отражает структура расположения материала в настоящем параграфе.

Особенности отражения радиации можно характеризовать также, классифицируя поверхности по типам углового распределения отраженной радиации (ортотропные, зеркалящие поверхности и др.). Для этого необходимо располагать сведениями об индикатрисах отражения радиации различными поверхностями. К сожалению, данные о спектральных индикатрисах отражения пока еще очень немногочисленны и неполны.

Резюмируя изложенное выше, следует еще раз подчеркнуть, что исследования спектрального альбедо естественных подстилающих поверхностей находятся в настоящее время в начальной стадии. Чтобы достаточно хорошо изучить отражательные свойства естественных подстилающих поверхностей, необходимо существенно усовершенствовать методику измерений и накопить экспериментальный материал. Особый интерес представляет почти совершенно неизученный вопрос об альбедо в инфракрасной области спектра.

Обратимся теперь к характеристике изменчивости величин интегрального альбедо естественных подстилающих поверхностей для коротковолновой радиации.

§ 2. Альбедо различных подстилающих поверхностей суши

Почти все выполненные до сих пор наблюдения над альбедо произведены путем измерения падающего и отраженного потоков коротковолновой радиации на высоте 1—2 *м* над уровнем подстилающей поверхности. Такого рода измерения позволяют охарактеризовать величины альбедо небольших участков подстила-

ющей поверхности. Лишь за последние годы были предприняты попытки измерения альбедо с самолета, что позволило получить по данным непосредственных наблюдений средние значения альбедо для участков подстилающей поверхности значительной протяженности. Остановимся сначала на характеристике результатов наземных измерений альбедо.

Большое разнообразие различных видов подстилающей поверхности суши обусловливает значительную пестроту наблюдаемых величин альбедо. Рассмотрим данные наблюдений альбедо для различных групп подстилающих поверхностей.

Таблица 103

Альбедо различных почвенных покровов

Почва	Альбедо, %	Почва	Альбедо, %
Чернозем, сухой . . .	14	Вспаханное поле, влажное	14
Чернозем, влажный . .	8	Поверхность глинистой пустыни	29—31
Серозем, сухой . . .	25—30	Песок желтый	35
Серозем, влажный . .	10—12	Песок белый	34—40
Глина синяя, сухая . .	23	Песок серый	18—23
Глина синяя, влажная	16	Песок речной	43
Паровое поле (сухая поверхность) . . .	8—12	Песок светлый, тонкий	37
Паровое поле (влажная поверхность)	5—7		

1. Альбедо поверхности почвы. В табл. 103, составленной по данным работ различных авторов, приведены величины альбедо не покрытых растительным покровом поверхностей различных видов почв.

Следует заметить, что методика измерений указанных здесь величин альбедо не была единообразной и поэтому степень точности измерений неодинакова. Таблица 103 обнаруживает большую изменчивость величины альбедо в зависимости от вида почвы. Необходимо при этом указать, что действительно наблюдаемые величины альбедо в различных конкретных случаях могут изменяться еще более значительно. Даже альбедо определенного вида почвы может претерпевать существенные изменения в зависимости от различных факторов. Из табл. 103 видно, например, что альбедо весьма существенно зависит от влажности почвы и уменьшается с ее возрастанием.

Уменьшение альбедо почвы с увеличением влажности объясняется тем, что альбедо воды (см. § 3) существенно меньше альбедо подстилающих поверхностей суши.

Значительное уменьшение альбедо с увеличением влажности почвы играет очень важную роль в процессе изменения теплового режима орошаемых полей, так как за счет этого в основном про-

исходит существенное увеличение радиационного баланса орошаемых полей.

По данным наблюдений Т. В. Кирилловой, альбедо орошаемой площадки уменьшается на 5—8% по сравнению с альбедо сухой площадки.

Помимо влажности, значительное влияние на альбедо почвы оказывает форма поверхности последней. А. А. Скворцов исследовал зависимость альбедо одной и той же, но различно обработанной почвы (табл. 104).

Таблица 104

Альбедо глинистого подгорного светлозема

Поверхность	Альбедо, %
Выровненная	30—31
Покрытая пылью	28
Покрытая корочкой в результате высыхания после смачивания . .	27
Покрытая мелкими комками . . .	25
Покрытая крупными комками . .	20
Свежевспаханное поле	17

Как видно из этой таблицы, с увеличением шероховатости поверхности почвы альбедо сильно уменьшается. Как было указано в главе I, подобного рода изменение отражательной способности обусловлено влиянием относительно более интенсивного поглощения радиации полостями шероховатой поверхности по сравнению с горизонтальной поверхностью.

Заметное влияние на величины альбедо оказывает цвет почвы (см. табл. 103). Путем изменения цвета поверхности почвы в результате окрашивания можно добиться существенного изменения теплового режима почвы. Это открывает возможность активного воздействия на тепловой режим почвы.

2. Альбедо растительных покровов. Так же как и альбедо почвы, альбедо растительных покровов весьма изменчиво. В табл. 105, составленной по данным тех же источников, что и табл. 103, даются величины альбедо различных растительных покровов (травяного покрова, древесной растительности).

Приведенная таблица позволяет получить лишь ориентировочные оценки величины альбедо различных растительных покровов. Действительное многообразие значения альбедо растительных покровов, наблюдаемое в природе, гораздо шире. В значительных пределах может изменяться при этом альбедо определенных растительных покровов. Наблюдения показывают, например, что альбедо растений существенно изменяется в различных фазах вегетации.

Таблица 105

Альбедо различных растительных покровов

Растительный покров	Альбедо, %	Растительный покров	Альбедо, %
Рожь и пшеница в различных фазах вегетации		Древесная растительность	
яровая пшеница . .	10—25	вершины дуба . . .	18
озимая пшеница . .	16—23	вершины сосен . .	14
озимая рожь . . .	18—23	вершины елей . . .	10
Травяной покров		Различная мелкая растительность	
высокий травостой, разросшийся . .	18—20	хлопок	20—22
зеленая трава . .	26	люцерна (начало цветения) . . .	23—32
трава сухая, высохшая на солнце . .	19	рисовое поле . . .	12
		салат	22
		свекла	18
		картофель	19
		вересковая пустыня	10

3. Альбедо снега и льда. Альбедо снега представляет собой наиболее изменчивую величину. Если альбедо сухого снега

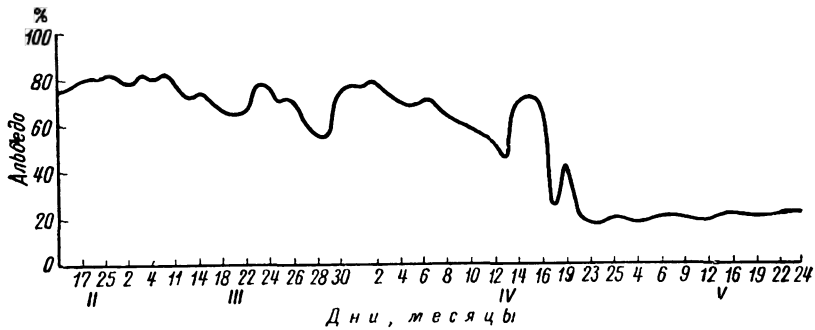


Рис. 108. Изменение альбедо снежного покрова.

приближается к 100%, то альбедо загрязненного влажного снега может уменьшаться до 20—30%. На рис. 108 изображена кривая изменения альбедо снежного покрова в течение зимы по данным наблюдений Н. Н. Калитина в Павловске. Этот рисунок может служить наглядной иллюстрацией большой изменчивости величины альбедо снега. Колебание альбедо в данном случае обусловлено выпадением свежего снега, оттепелями или постепенным загрязнением выпавшего снега. Так, например, до 12 марта не было оттепелей и альбедо снега почти не изменилось, составляя

около 80%. В результате оттепелей 12—14, 15—17 и 20—23 марта альбедо снега уменьшилось до 66%. Выпадение свежего снега 24 марта вызвало вновь увеличение альбедо до 80%. Еще более значительные изменения, обусловленные аналогичными причинами, претерпевала величина альбедо снежного покрова в апреле.

Высокие значения альбедо наблюдаются в условиях Антарктиды, где средние за год альбедо снежной поверхности на всей территории составляют около 83—84%. То же самое относится и к альбедо снега в Арктике. Н. Т. Черниговский при выпадении нового снега на станции «Северный полюс-4» обнаружил величины альбедо, достигающие 96—98%.

Таблица 106

Изменение альбедо снега (%) в зависимости от высоты солнца и условий облачности на ст. Мирный

Облачность, баллы	Высота солнца, *град*								
	5	10	15	20	25	30	35	40	45
0/0	91	83	81	80	78	76	75	74	74
10/0, все формы облаков верхнего и среднего ярусов . .		92	91	84	84	81	75	80	79
10/10		90	89	89	89	92	93	92	93

В табл. 106 приведены для иллюстрации результаты наблюдений Н. П. Русина на ст. Мирный, характеризующие изменчивость альбедо снега в Антарктиде в зависимости от высоты солнца и условий облачности.

Отсюда видно, что альбедо снега имеет существенный дневной ход (эти данные мы обсудим несколько далее). Весьма значительна также зависимость альбедо от условий облачности: по мере уплотнения и понижения облаков имеет место заметное увеличение альбедо снега, особенно при больших высотах солнца. Еще более сильную зависимость альбедо снега от условий облачности обнаружили наблюдения на ст. Оазис. Здесь альбедо при сплошной облачности верхнего и среднего ярусов оказывается в среднем на 50% выше, чем при безоблачном небе.

Альбедо льда изучено значительно меньше, чем альбедо снега. В табл. 107 даются результаты измерений альбедо поверхности морского льда в районе Белого моря, произведенных П. П. Кузьминым. Как видно из приведенной таблицы, альбедо поверхности морского льда изменяется в рассматриваемом случае от 30 до 40%.

Значительно более высокие значения альбедо льда получены А. П. Коптевым по данным самолетных измерений в районе моря Лаптевых и Карского моря (август—сентябрь 1959 г.). По этим

Таблица 107

Альбедо поверхности морского льда, по наблюдениям П. П. Кузьмина в районе Белого моря

Состояние поверхности	Альбедо, %	Состояние поверхности	Альбедо, %
Морской лед, слегка пористый, молочно-голубого цвета . . .	36	Ледовая площадка, покрытая сверху слоем чистой воды толщиной 15—20 *см*; под водой белый пористый лед	26
Талый лед, сильно пористый	41		
Лед, слегка запорошенный снегом	31	Слой замерзшей воды на поверхности морского дна	12

данным среднее альбедо ледяного покрова, покрытого тающим снегом, составляет 76%. Однако с уменьшением заснеженности альбедо ледяного покрова значительно снижается. Так, например, при заснеженности 60% оно составляет уже около 58%. Естественно, что альбедо ледяного покрова сильно зависит от сплоченности последнего. Наблюдения А. П. Коптева указывают на линейное возрастание альбедо с увеличением сплоченности льда.

4. Дневной ход альбедо. Наблюдения обнаруживают дневной ход альбедо, выражающийся в зависимости альбедо от высоты солнца. В большинстве случаев наблюдается увеличение альбедо с уменьшением высоты солнца. На рис. 109 изображены изоплеты альбедо подстилающей поверхности, построенные И. Н. Ярославцевым по данным круглогодичных актинометрических наблюдений в Ташкенте. Этот рисунок показывает, что во все месяцы года дневной ход альбедо подстилающей поверхности в Ташкенте характеризуется наличием минимума альбедо в околополуденные часы.

Тщательные исследования дневного хода альбедо растительных покровов, осуществленные Х. Тоомингом, показали, что увеличение альбедо при уменьшении высоты солнца не является монотонным: при высотах солнца около 5—10° наблюдается максимум альбедо, после чего альбедо значительно убывает. К. С. Шифрин и Ю. К. Росс разработали теорию отражения радиации растительным покровом, рассматривая последний как слой мутной среды с заданными оптическими свойствами. Расчеты показывают, что такая модель растительного покрова позволяет не только качественно описать закономерности дневного хода альбедо растительных покровов, но при соответствующем выборе параметров получить и количественное согласие теоретических расчетов с данными наблюдений. Оказывается при этом,

что главным фактором дневного хода альбедо является изменение соотношения между прямой солнечной и рассеянной радиацией. Альбедо для рассеянной радиации слабо зависит от высоты солнца, изменяясь в пределах 22—26%. Напротив, альбедо для прямой солнечной радиации существенно возрастает с уменьшением высоты солнца. Именно это и вызывает рост альбедо с уменьшением высоты солнца в дневном ходе. Уменьшение же

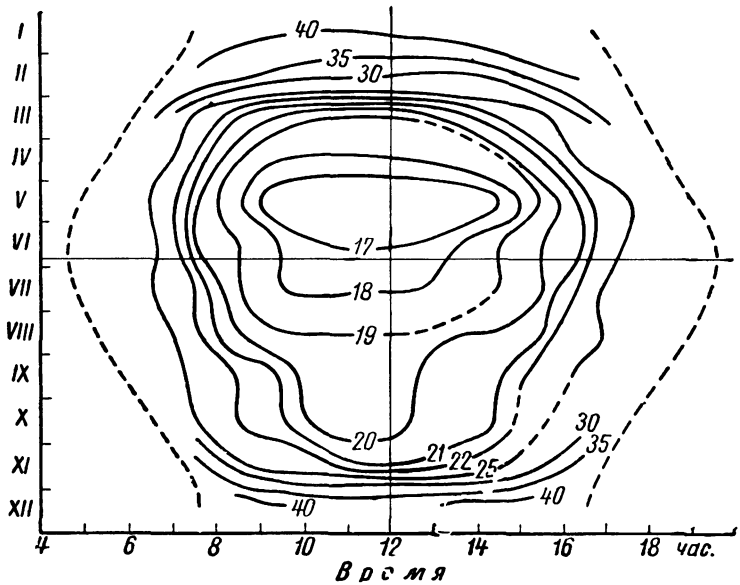


Рис. 109. Изоплеты альбедо естественной подстилающей поверхности в Ташкенте.

альбедо при очень малых высотах солнца обусловлено возрастанием доли рассеянной радиации, альбедо для которой меньше, чем для прямой солнечной радиации.

Х. Тооминг обнаружил асимметрию дневного хода альбедо растительных покровов: послеполуденные значения примерно на 10% больше дополуденных. По-видимому, это объясняется изменением спектральной отражательной способности листьев растений в течение дня.

Весьма своеобразным является дневной ход альбедо снежного покрова. Приведенные выше результаты наблюдений Н. П. Русина свидетельствуют о том, что альбедо сухого чистого снега увеличивается с уменьшением высоты солнца. Аналогичные результаты получены также и другими авторами.

Некоторые наблюдения обнаруживают, однако, обратный дневной ход альбедо снежного покрова. Так, например, по дан-

ным измерений альбедо снега в марте—апреле 1952 г. в Ленинградской области, произведенных Н. Е. Тер-Маркарянц, получается дневной ход альбедо с максимумом в околополуденные часы и уменьшением альбедо по мере увеличения массы атмосферы (уменьшения высоты солнца). Наблюдения 21 марта 1952 г. дали следующие результаты:

m	2	3	4	5
A %	90,5	89,0	87,2	86,5

Результаты, аналогичные приведенным в последней таблице, были получены также И. Н. Ярославцевым. Наблюдалось также и отсутствие дневного хода альбедо снега.

Для того чтобы понять наблюдаемые закономерности дневного хода альбедо снега, обратимся к выяснению возможных причин изменения альбедо в зависимости от высоты солнца. Как было показано в § 1 настоящей главы, альбедо различных подстилающих поверхностей существенно неодинаково в различных областях спектра и, следовательно, отражение радиации поверхностями является избирательным. С другой стороны, спектральный состав падающей на подстилающую поверхность прямой солнечной радиации изменяется при изменении высоты солнца: с увеличением высоты солнца происходит «покраснение» солнечной радиации. Принимая во внимание оба отмеченные обстоятельства, приходим к выводу, что одной из причин дневного хода альбедо может являться изменение спектрального состава падающего потока прямой солнечной радиации с изменением высоты солнца. Второй существенной причиной дневного хода альбедо является зависимость отражательной способности поверхностей от угла падения радиации. Как отмечалось в § 4 главы I, отражательная способность диэлектриков существенно возрастает с увеличением угла падения. Такой же в качественном отношении эффект должен иметь место и для естественных подстилающих поверхностей, причем в данном случае важное значение имеет влияние шероховатости поверхности.

Детальные расчеты, выполненные В. Г. Кастровым для различных моделей шероховатых поверхностей, показывают, что влияние угловой зависимости отражения на дневной ход альбедо является более существенным, чем влияние изменения спектрального состава падающей радиации.

Важно, однако, что, согласно расчетам автора и Н. Е. Тер-Маркарянц, при различных соотношениях спектрального состава суммарной радиации и спектрального альбедо может наблюдаться как увеличение, так и уменьшение альбедо с уменьшением высоты солнца. Угловая же зависимость отражения всегда обусловливает рост альбедо с увеличением высоты солнца. Это означает, что изменчивость дневного хода альбедо снега обусловлена, по-видимому, в первую очередь спектральным фактором.

5. Годовой ход альбедо. Характер подстилающей поверхности в данном пункте существенно изменяется в течение года, поэтому альбедо имеет значительный годовой ход. Для географических пунктов, расположенных в области умеренных и северных широт, характерно большое увеличение альбедо от теплой половины года к холодной, когда происходит выпадение снега и появляется снежный покров. Закономерности годового хода альбедо в различных географических пунктах изучены еще очень мало. Наиболее интересные работы в этой области были выполнены И. Н. Ярославцевым по материалам круглогодичных актинометрических наблюдений в Ташкенте.

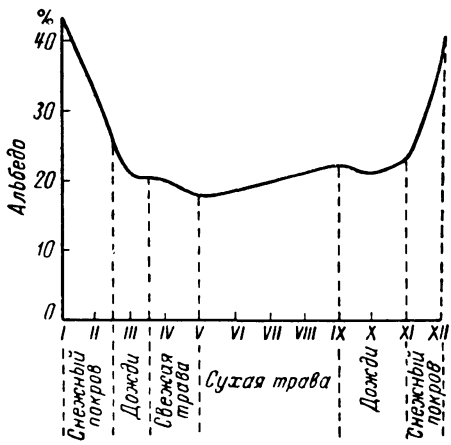


Рис. 110. Годовой ход альбедо естественной подстилающей поверхности в Ташкенте.

На рис. 110 изображена полученная Ярославцевым кривая годового хода средних месячных величин альбедо естественного покрова земли в Ташкенте. Как показывает этот рисунок, даже в таком южном пункте, как Ташкент, увеличение альбедо в зимние месяцы за счет появления снежного покрова весьма значительно. В отдельные годы в зависимости от климатических особенностей, характерных для того или иного года, годовой ход альбедо может быть существенно различным (табл. 108).

Как видно из табл. 108, средние месячные величины альбедо для одного и того же месяца, но в различные годы могут отличаться очень существенно. Так, например, альбедо в декабре изменяется от 16% в 1949 г. до 61% в 1946 г., т. е. почти в четыре раза. Столь большие изменения средних альбедо для зимних месяцев могут быть, по-видимому, характерными для южных пунктов, где значительные колебания от года к году претерпевает продолжительность снежного покрова. Естественно, что в географических пунктах умеренных и северных широт, где снежный покров является устойчивым, колебания альбедо в зимние месяцы от года к году должны быть гораздо меньшими.

Своеобразие климатических условий отдельных лет существенным образом отражается даже на средних годовых величинах альбедо. Так, например, даже среднегодовая величина альбедо в Ташкенте изменяется от 19% до 29%.

Рассмотренные выше данные наблюдений И. Н. Ярославцева показывают, что определение средних величин альбедо, исполь-

Таблица 108

Годовой ход средних месячных величин альбедо (%), по данным наблюдений И. Н. Ярославцева в Ташкенте в различные годы

Месяц	1945	1946	1947	1948	1949	1950
I	46	34	47	26	50	55
II	48	20	15	27	34	45
III	28	23	20	24	13	17
IV	17	25	23	18	19	17
V	18	24	17	18	16	17
VI	18	24	18	19	15	20
VII	21	24	16	22	15	21
VIII	24	21	19	22	18	22
IX	24	24	23	22	20	19
X	22	22	19	24	19	19
XI	15	26	19	25	18	35
XII	36	61	28	51	16	56

зуемых для различного рода климатических расчетов радиационного баланса подстилающей поверхности, должно быть очень тщательным, поскольку даже средние альбедо обладают большой изменчивостью.

§ 3. Альбедо водных бассейнов

Данные наблюдений над альбедо водных бассейнов сравнительно немногочисленны. Однако установлено, что альбедо гладкой поверхности прозрачного моря (или вообще водных бассейнов) с достаточной степенью точности может быть рассчитано теоретически.

Остановимся поэтому сначала на рассмотрении результатов теоретических расчетов альбедо водных бассейнов, а затем приведем данные наблюдений.

1. Альбедо водных бассейнов для прямой солнечной радиации. Поскольку чистая вода представляет собой очень плохо проводящую среду, то отражательная способность ее поверхности для неполяризованного света может быть вычислена по формуле Френеля (см. § 4 главы I).

$$A = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}\right], \tag{7.1}$$

где i — угол падения радиации, r — угол преломления.

Углы падения и преломления, входящие в формулу (7.1), связаны между собой известным законом синусов:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \tag{7.2}$$

где n — показатель преломления среды (для воды в видимой области $n=1{,}33$).

В табл. 109 приведены результаты расчетов альбедо водной поверхности ($n=1{,}33$) по формуле (7.1).

Таблица 109

Зависимость альбедо водной поверхности от угла падения радиации

Угол падения, *град*	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1
10	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1
20	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,2	2,2	2,2	2,2	2,2
30	2,2	2,3	2,3	2,3	2,3	2,4	2,4	2,4	2,4	2,5
40	2,5	2,5	2,6	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1	3,2	3,4
50	3,5	3,6	3,8	4,0	4,2	4,4	4,7	5,0	5,4	5,8
60	6,2	6,6	7,0	7,5	8,2	8,8	9,6	10,4	11,4	12,4
70	13,6	14,8	16,2	17,8	19,6	21,5	23,8	26,0	28,8	31,4
80	35,0	38,6	42,8	47,6	52,9	58,6	65,0	72,0	80,6	89,6
90	100,0									

Воспользовавшись данными табл. 109, можно определить альбедо моря (или озера, реки) для прямой солнечной радиации при любом зенитном расстоянии (которое численно равно углу падения) или любой высоте солнца. Наблюдения над альбедо гладкой поверхности незамутненного моря удовлетворительно согласуются с данными теоретических расчетов. Данные рис. 111 свидетельствуют также, что наблюдаются определенные расхождения результатов измерений и расчетов. Так, например, по данным наиболее тщательных наблюдений Д. Л. Грищенко, полное совпадение измеренных и вычисленных значений имеет место только при $h_\odot = 17°$. Если $h_\odot < 17°$, то наблюденные альбедо оказываются ниже рассчитанных. Обратное соотношение имеет место при $h_\odot > 17°$. Подобное расхождение экспериментальных и вычисленных значений альбедо объясняется влиянием двух факторов: 1) мутности моря (обратного рассеяния радиации толщей морской воды), 2) вкладом отраженной рассеянной радиации, зависимость которого от высоты солнца более сложна, чем вытекающая из формулы Френеля (7.1). Определенное значение имеет и тот факт, что реальная морская поверхность никогда не бывает идеально гладкой.

Пиранометрические измерения, выполненные Н. Е. Тер-Маркарянц, показали, что величина потока радиации, рассеянной морем назад, очень сильно зависит от прозрачности воды. Так, например, при $h_\odot = 25°$ и прозрачности по диску Секки, равной 10—15 *м*, выходящая из воды рассеянная морем радиация составляет около 0,0015 *кал/см²·мин*. При той же высоте солнца и прозрачности 1—2 *м* вклад обратного рассеяния возрастает до 0,0055—0,0075 *кал/см²·мин*, т. е. становится в 4—5 раз больше.

Естественно, что это приводит к появлению заметной зависимости альбедо моря от прозрачности морской воды. Наблюдения показывают, что доля обратного рассеяния в отраженной радиации сильно возрастает с увеличением высоты солнца. Однако относительный вклад рассеянной толщей воды радиации в альбедо

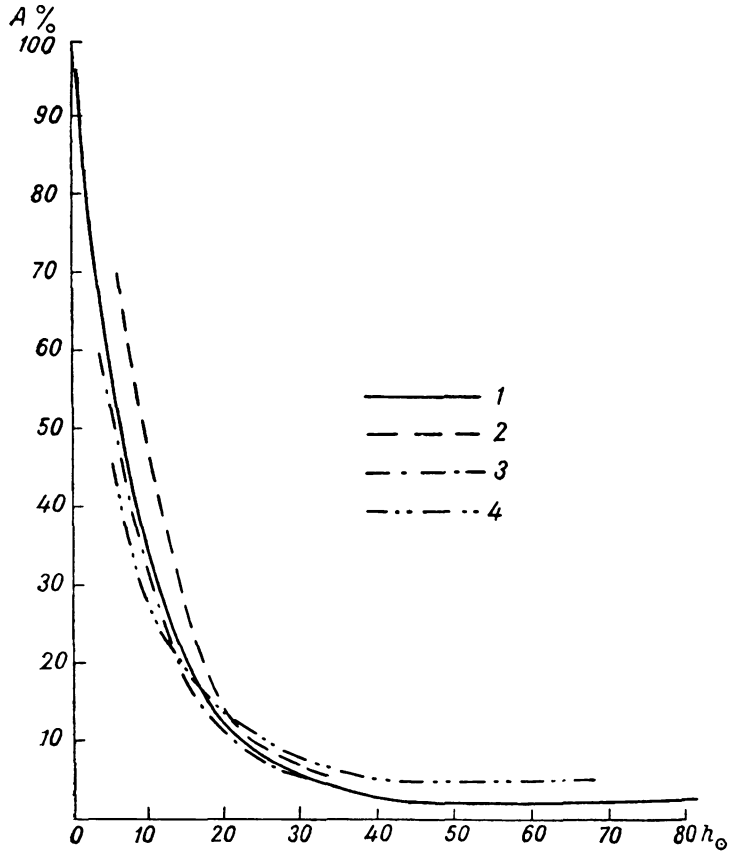


Рис. 111. Альбедо поверхности воды в зависимости от высоты солнца в безоблачную погоду.

1 — по формуле Френеля; *2* — по наблюдениям Онгстрема; *3* — по наблюдениям Кузьмина; *4* — по наблюдениям Грищенко.

(отношение рассеянной морем радиации к суммарной радиации) практически не зависит от высоты солнца, поскольку с увеличением последней значительно возрастает и суммарная радиация

Обстоятельные экспериментальные исследования альбедо озер, выполненные Л. Ф. Форш, показали, что при высотах солнца более 20° окраска (прозрачность) водной массы не влияет

на альбедо. При малых же высотах солнца это влияние проявляется весьма заметно.

2. Альбедо водных бассейнов для рассеянной радиации. Совершенно очевидно, что альбедо водных бассейнов для рассеянной радиации, падающей на поверхность воды под всевозможными углами от различных участков небосвода, должно отличаться от альбедо для прямой солнечной радиации. Естественно также, что величины альбедо для рассеянной радиации будут в основном определяться закономерностями распределения рассеянной радиации по небосводу.

Наблюдения над альбедо моря для рассеянной радиации свидетельствуют о большой изменчивости этой величины. По данным наблюдений П. П. Кузьмина, в районе Белого моря при сплошной облачности нижнего яруса величины альбедо для рассеянной радиации колеблются в отдельных случаях от 4 до 18%. Для средних величин альбедо моря для рассеянной радиации при наличии сплошного покрова облаков нижнего яруса Кузьмин получил значения, изменяющиеся от 4,8 до 8,1%. Примерно такие же результаты были найдены Н. Е. Тер-Маркарянц.

Поскольку данные наблюдений над альбедо водных бассейнов для рассеянной радиации весьма немногочисленны, представляет интерес теоретический расчет этих величин.

Теоретические расчеты отражения рассеянной радиации от гладких (полированных) поверхностей были впервые выполнены А. А. Гершуном. Если предположить, что рассеянная радиация изотропна, т. е. интенсивность ее не зависит от направления, то альбедо гладкой поверхности для рассеянной радиации A_D может быть определено по следующей формуле:

$$A_D = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} A(\vartheta)\cos\vartheta\sin\vartheta\,d\vartheta,$$

где ϑ — зенитный угол, $A(\vartheta)$ — значение альбедо для луча, угол падения которого на отражающую поверхность равен ϑ.

Величины $A(\vartheta)$ могут быть вычислены для различных ϑ по формуле Френеля. Гершун рассчитал альбедо $A(\vartheta)$ по приведенной формуле для веществ с различными показателями преломления n, изменяющимися от 1 до 2. По данным Гершуна, в случае поверхности воды ($n=1{,}33$) значение альбедо для изотропной рассеянной радиации составляет около 6,5%.

Более поздние расчеты Ф. Лаушера привели к значению $A_D=6{,}6\%$, практически совпадающему с величиной альбедо для изотропной рассеянной радиации, найденной ранее Гершуном.

Рассеянная радиация не является в действительности изотропной, особенно в том случае, когда имеет место частичная облачность. Существенно поэтому рассчитывать величины альбедо

водных бассейнов для рассеянной радиации с учетом наблюдаемого распределения радиации по различным направлениям.

Автором и Н. Е. Тер-Маркарянц были выполнены подобные расчеты альбедо моря по данным наблюдений над угловым распределением рассеянной радиации в Крыму (Карадаг) в околополуденные часы при безоблачном небе (табл. 110).

Таблица 110

Величины альбедо моря для рассеянной радиации при безоблачном небе. 1951 г.

Дата наблюдений	Состояние неба	Альбедо, %
28 VI	Ясно	8,5
30 VI	Ясно	8
29 VI	Перистые облака у горизонта	9,9
4 VII	Кучевые облака на западе	11,1

Как видно из табл. 110, величины альбедо для рассеянной радиации с учетом наблюдаемого распределения последней по небосводу получаются бóльшими, чем соответствующая величина, рассчитанная в предположении изотропности рассеянной радиации. Расхождение особенно велико в том случае, когда наблюдаются облака вблизи горизонта. Такого рода расхождение легко объяснимо. Известно (см. главу VI), что интенсивность рассеянной радиации увеличивается в направлении к горизонту, особенно в стороне солнца. Вместе с тем углы падения радиации, идущей от областей неба, расположенных вблизи горизонта, очень велики, т. е. альбедо для такой радиации имеет большие значения. Естественно поэтому, что учет действительно наблюдаемого распределения рассеянной радиации приводит к бóльшим значениям альбедо для всего потока рассеянной радиации, чем в идеализированном случае изотропной рассеянной радиации.

Таблица 110 показывает далее, что изменения в распределении рассеянной радиации по различным направлениям заметным образом отражаются на величинах альбедо рассеянной радиации. Это подтверждает вывод о том, что закономерности распределения рассеянной радиации по разным направлениям являются главным фактором, определяющим величины альбедо для потока рассеянной радиации.

Как известно, рассеянная радиация неба является поляризованной. Расчеты автора и Л. А. Кудрявцевой показали, что зави-

симость альбедо для рассеянной радиации от состояния поляризации является вполне заметной. Однако на альбедо для суммарной радиации поляризация рассеянной радиации безоблачного неба практически не влияет.

Расчеты, выполненные для условий сплошной низкой облачности, показали, что в этом случае альбедо обычно не превышает 6%. Измеренные значения альбедо изменяются для тех же условий от 5—6 до 12%, но в среднем составляют 7—8%, т. е. больше рассчитанных величин на 1—2%. Это различие следует приписать отсутствию в вычислениях учета влияния обратного рассеяния и принятию предположения о горизонтальности поверхности воды.

3. Альбедо водных бассейнов для прямой солнечной радиации при наличии волнения. Приведенные выше данные касаются альбедо гладкой поверхности водных бассейнов для прямой солнечной радиации. Естественно, что наличие волнения должно отражаться на величинах альбедо, поскольку в этом случае существенно изменяются углы падения солнечной радиации по отношению к поверхности моря. Рассмотрим результаты приближенных расчетов влияния волнения на величину альбедо, выполненных автором и Н. Е. Тер-Маркарянц.

Для расчета альбедо моря при наличии волнения необходимо выбрать определенный профиль волны. Известно, что в первом приближении профиль морской волны можно считать циклоидальным. Поэтому такой профиль и положен в основу приведенных ниже расчетов. Принцип расчета заключается в следующем: выразив угол падения солнечной радиации на поверхность моря через зенитное расстояние солнца $\vartheta_\odot$ и угол наклона профиля волны в данной точке β, по формуле Френеля вычисляем зависимость альбедо от горизонтальной координаты $A(x)$. Рассчитывая далее величину $\frac{1}{L}\int_0^L A(x)\,dx$, получаем среднее альбедо поверхности моря. Здесь L — длина отрезка циклоиды, соответствующего полному обороту окружности (длина волны).

Аналогичные расчеты могут быть выполнены также и в том случае, если вместо задания циклоидального профиля волны воспользоваться экспериментальными данными, описывающими статистические характеристики формы поверхности моря при наличии волнения.

В результате расчета зависимости $A(x)$ и последующего осреднения были получены средние величины альбедо, приведенные в табл. 111, которые следует рассматривать как ориентировочные.

Приведенные в этой таблице результаты расчетов с полной отчетливостью показывают, что альбедо моря при наличии вол-

нения существенно отличается от альбедо гладкой поверхности моря.

Таблица 111

Альбедо гладкой и волнистой поверхности моря

Зенитное расстояние солнца, *град*	Альбедо моря, %	
	при волнении	гладкая поверхность
0	13,1	2,1
30	3,8	2,2
60	2,4	6,2

При малых зенитных расстояниях солнца волнение способствует сильному возрастанию альбедо. Так, например, при $\vartheta_\odot = 0°$ в случае гладкой поверхности моря альбедо составляет около 2%; при наличии же волн альбедо возрастает до 13%. Хотя в силу схематичности расчетов последняя величина является преувеличенной, все же полученный в данном случае результат указывает на то, что и в реальных условиях волнение должно обусловливать значительное увеличение альбедо при малых зенитных расстояниях солнца.

В случае больших зенитных расстояний альбедо моря при наличии волнения оказывается, наоборот, меньшим, чем для гладкой поверхности. Если, например, для гладкой поверхности моря альбедо при $\vartheta_\odot = 60°$, рассчитанное по формуле Френеля, составляет 6,2%, то при наличии волнения альбедо уменьшается при таком же зенитном расстоянии до 2,4%. Такое уменьшение альбедо волн при больших $\vartheta_\odot$ совершенно естественно, так как в этом случае значительную роль начинает играть затенение гребнями волн горизонтальных участков поверхности волн. Отражение же солнечной радиации происходит от крутых участков поверхности гребней, по отношению к которым угол падения солнечной радиации очень мал. Учет влияния рассеянной радиации показывает, что оно несколько уменьшает зависимость альбедо от волнения.

Сопоставление рассмотренных выше результатов расчетов с данными наблюдений привело к полному качественному соответствию. Напишем следующее соотношение:

$$A_{\text{волн}} = A_{\text{шт}} - \Delta A,$$

где $A_{\text{волн}}$ — альбедо при наличии волнения; $A_{\text{шт}}$ — альбедо при штиле. Тогда, по данным наблюдения Н. Е. Тер-Маркарянц, поправка на волнение ΔA в диапазоне высот солнца $10° < h_\odot < 60°$ принимает значения, приведенные в следующей таблице:

$h°_\odot$	10	20	30	40	50	60
ΔA %	+10,0	+1,5	—1,0	—1,8	—2,5	—2,9

Эта таблица может быть использована для введения поправок на волнение при теоретических расчетах альбедо водных бассейнов.

4. Альбедо водных бассейнов для суммарной радиации. Наибольший практический интерес представляют величины альбедо моря для суммарной радиации. Очевидно, что альбедо

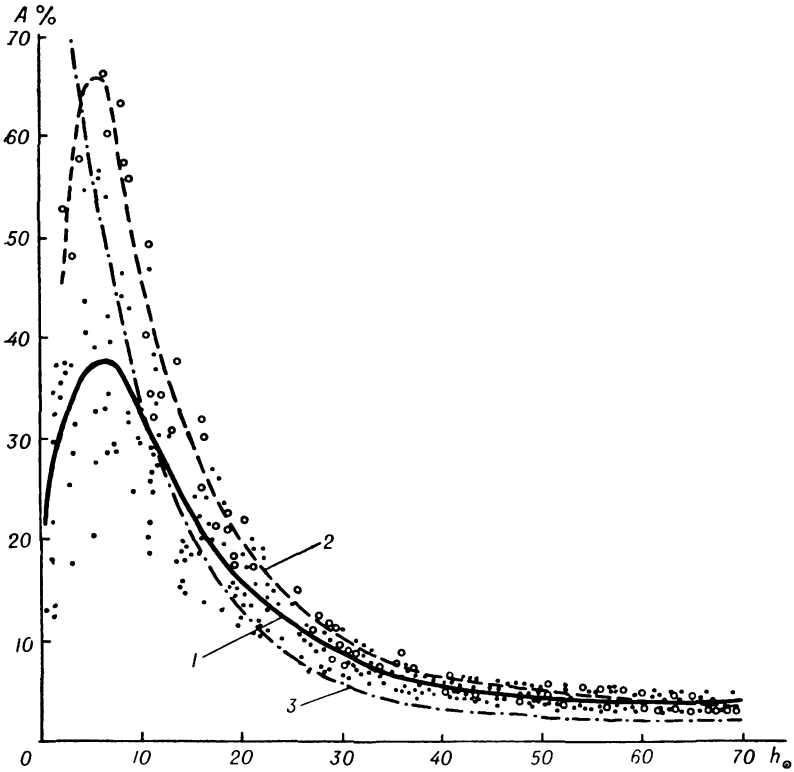


Рис. 112. Зависимость альбедо моря от высоты солнца.

для суммарной радиации можно определить следующим соотношением:

$$A = \frac{R_{\text{п}} + R_{\text{р}} + R_{\text{г}}}{S' + D},$$

где $R_{\text{п}}$ и $R_{\text{р}}$ — потоки прямой солнечной и рассеянной радиации, отраженные от поверхности моря; $R_{\text{г}}$ — поток радиации, рассеянной толщей воды и выходящей через поверхность водного бассейна; $S'+D$ — суммарная радиация.

Осуществленный выше анализ зависимости компонентов альбедо от различных факторов показывает, что альбедо водного

бассейна для суммарной радиации должно зависеть в первую очередь от высоты солнца, условий облачности, формы поверхности воды (волнения) и прозрачности воды.

На рис. 112 представлены результаты длительных наблюдений Д. Л. Грищенко в Черном море, относящиеся к условиям безоблачного и малооблачного неба (облачность не более 1—2 баллов). Здесь обращает на себя внимание немонотонный характер зависимости альбедо для суммарной радиации от высоты солнца: при очень малых высотах солнца наблюдается уменьшение альбедо, обусловленное ростом вклада рассеянной радиации, для которой альбедо при таких высотах солнца гораздо меньше, чем для суммарной радиации.

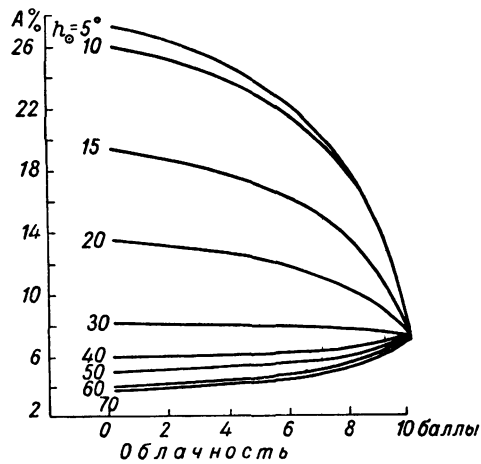


Рис. 113. Зависимость альбедо воды для суммарной радиации от высоты солнца при различной степени облачности.

Весьма отчетливо проявляется влияние волнения, особенно при малых высотах солнца. Сравнение кривых *1* и *2*, полученных по данным наблюдений, с кривой Френеля (*3*) обнаруживает, что последняя лишь схематически (а при малых высотах солнца неверно) описывает изменение альбедо водных бассейнов в зависимости от высоты солнца. Значительное рассеяние точек относительно кривых рис. 112 указывает на существенное влияние прозрачности моря и других факторов, а также ошибок измерений.

Как уже отмечалось, альбедо водных бассейнов в сильной степени зависит от условий облачности. Этот вывод можно наглядно проиллюстрировать применительно к суммарной радиации данными расчетов Н. Е. Тер-Маркарянц, приведенными на рис. 113. Отсюда видно, что при малых высотах солнца альбедо воды очень сильно убывает с ростом степени облачности. При больших высотах солнца эта зависимость является обратной и значительно более слабой (в абсолютных величинах).

Для климатологических расчетов большой интерес представляет вопрос о средних величинах альбедо водных поверхностей (для данного дня, месяца). В табл. 112 приведены результаты осуществленных Тер-Маркарянц вычислений среднедневных величин альбедо при различных условиях облачности для разных широт и месяцев года. При составлении этой таблицы

Таблица 112

Среднедневные величины альбедо при различной степени облачности

Облачность, баллы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
						$\varphi=30°$						
0	9,3	7,7	6,7	5,7	5,8	5,6	5,6	5,6	6,3	5,8	8,2	9,7
2	9,2	7,6	6,7	5,8	5,8	5,7	5,7	5,6	6,4	5,8	8,1	9,5
4	8,9	7,5	6,7	5,9	5,9	5,8	5,8	5,7	6,4	5,9	8,0	9,3
6	8,6	7,5	6,8	6,0	6,1	5,9	6,0	5,9	6,5	6,0	7,8	8,9
8	8,0	7,2	6,8	6,4	6,3	6,2	6,3	6,2	6,6	6,4	7,6	8,3
9	7,7	7,0	6,8	6,6	6,6	6,5	6,5	6,5	6,8	6,6	7,4	7,8
10	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0
						$\varphi=40°$						
0	12,6	9,1	7,5	6,3	6,1	5,7	5,7	6,4	8,1	10,7	11,4	13,3
2	12,2	9,0	7,5	6,3	6,1	5,7	5,8	6,4	8,0	10,6	11,1	13,0
4	11,7	8,8	7,4	6,4	6,2	5,8	5,9	6,4	8,0	10,2	10,8	12,4
6	11,0	8,5	7,4	6,5	6,4	6,0	6,0	6,5	7,9	9,7	10,1	11,6
8	9,7	8,0	7,4	6,6	6,5	6,2	6,4	6,7	7,5	8,9	9,1	10,1
9	8,6	7,6	7,2	6,8	6,7	6,6	6,6	6,8	7,3	8,1	8,3	8,9
10	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0
						$\varphi=50°$						
0	18,0	14,2	9,6	7,7	7,2	6,7	6,6	6,2	8,1	11,0	16,0	22,1
2	17,2	13,8	9,5	7,7	7,2	6,7	6,7	6,9	8,0	10,7	15,3	21,4
4	16,3	13,2	9,2	7,6	7,1	6,7	6,7	6,9	7,9	10,5	14,7	20,0
6	14,9	12,2	8,9	7,5	7,1	6,8	6,8	6,9	7,8	9,9	13,6	18,3
8	12,4	10,5	8,3	7,3	7,1	6,8	6,8	7,0	7,5	9,0	11,4	15,0
9	10,3	9,1	7,8	7,2	7,0	7,0	6,9	7,0	7,3	8,2	9,7	12,5
10	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0
						$\varphi=60°$						
0	27,0	20,3	13,1	8,9	7,4	7,4	7,7	8,0	10,2	16,8	25,6	27,4
2	25,8	19,4	12,8	8,7	7,3	7,3	7,6	8,0	10,0	16,2	24,8	26,3
4	24,1	18,3	12,1	8,6	7,3	7,3	7,6	7,9	9,7	15,4	23,1	24,6
6	21,5	16,7	11,3	8,3	7,2	7,2	7,5	7,8	9,4	14,2	20,8	22,1
8	17,0	13,8	9,9	7,9	7,2	7,2	7,3	7,6	8,6	11,9	16,6	17,6
9	13,1	11,2	8,8	7,5	7,2	7,1	7,2	7,4	7,9	10,0	12,8	13,7
10	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0
						$\varphi=70°$						
0	—	27,1	20,3	12,5	10,0	8,9	9,2	10,5	15,8	25,6	24,3	—
2	—	25,8	19,6	11,7	9,8	8,8	9,1	10,3	15,3	24,6	23,4	—
4	—	23,8	18,3	11,6	9,5	8,6	8,9	10,0	14,5	23,1	21,5	—
6	—	20,3	16,7	10,9	9,1	8,3	8,6	9,5	13,8	20,8	18,8	—
8	—	16,1	13,6	9,7	8,5	7,9	8,1	8,8	11,6	16,6	14,6	—
9	—	12,4	11,1	8,6	7,9	7,6	7,7	8,0	9,6	13,1	11,3	—
10	—	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	7,0	—

использованы результаты измерений альбедо для суммарной радиации при волнении от 1 до 3 баллов и прозрачности воды 8—12 *м* (по диску Секки). Можно считать, что такие условия в среднем наиболее характерны для морей СССР. Следует отметить, однако, что данные табл. 112 относятся к случаю облачности нижнего яруса, непрозрачной для солнечной радиации. П. П. Кузьмин и С. И. Сивков разработали методику определения среднего за день альбедо по полуденной высоте солнца.

§ 4. Альбедо облаков

Выше уже приводились данные, характеризующие большую рассеивающую способность облаков. Поскольку облака интенсивно рассеивают падающую на них радиацию, то естественно, что они должны обладать большим альбедо. Непосредственные измерения альбедо облаков возможны только путем постановки актинометрических наблюдений на самолетах или аэростатах, поднимающихся выше верхней поверхности облаков. Такого рода измерения были выполнены за последние годы в целом ряде исследований. Большая работа в этом направлении была проделана В. А. Белинским, Н. И. Чельцовым, А. П. Коптевым, Н. П. Пятовской, М. Нейбургером, З. Фритцем и Д. Макдональдом, Г. Д. Робинсоном и др.

Для измерения потоков падающего и отраженного от облаков потоков радиации используются пиранометры. Один из пиранометров укрепляется на самолете таким образом, чтобы был направлен приемной поверхностью вверх; другой — приемной поверхностью вниз. Методика пиранометрических наблюдений с самолетов обладает, естественно, целым рядом специфических особенностей по сравнению с обычной методикой измерений потоков радиации с помощью пиранометров. Так, например, важное значение имеет учет влияния болтанки самолета, обусловливающей отклонения положения пиранометра от горизонтального; существенно изменяются при самолетных измерениях температура и давление воздуха, что также отражается на показаниях пиранометра. Наблюдения Н. И. Чельцова, произведенные в Московской и Архангельской областях, обнаружили существенную зависимость альбедо облаков от вертикальной мощности последних. На рис. 114 изображены результаты, полученные по данным архангельских полетов в 1949—1950 гг. Каждая точка на этом рисунке характеризует среднюю величину альбедо, полученную в результате осреднения около 40 единичных значений альбедо. Во всех случаях измерения производились при наличии сплошной облачности. Хотя разброс точек на рис. 114 значителен, все же можно достаточно уверенно провести сглаженные кривые, характеризующие зависимость альбедо различных форм облаков от мощности. Следует заметить, что экстраполяция указанных кривых до значения мощности обла-

ков, равного нулю, производилась из тех соображений, что при стремлении мощности облака к нулю его альбедо должно приближаться к альбедо подстилающей поверхности.

Как видно, во всех случаях наблюдается монотонное возрастание альбедо с увеличением мощности облаков. Это возрастание происходит более быстро при малых мощностях облаков

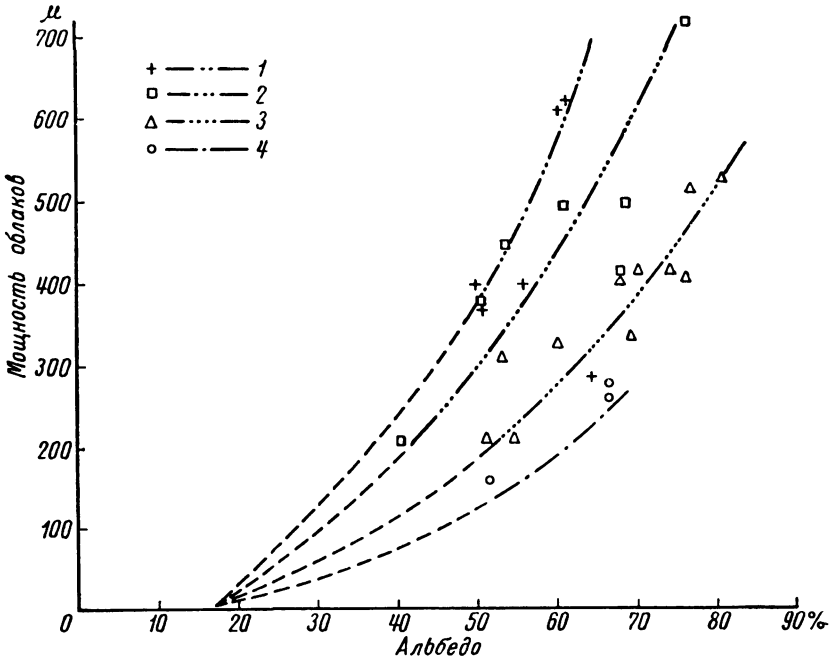


Рис. 114. Зависимость альбедо облаков от их мощности, по данным архангельских полетов 1949—1950 гг.
1 — Sc 10, с просветами; *2* — Sc, Cu; *3* — Sc 10; *4* — Ac 10.

(до 200—300 *м*) и значительно замедляется при дальнейшем возрастании мощности. Большое влияние на величину альбедо оказывает форма облаков. Так, например, по данным архангельских полетов, облачность одинаковой мощности (300 *м*), но разных форм характеризовалась следующими значениями альбедо: Ac — около 73%; Sc — 64%; смешанная форма Sc — Cu — около 52%; Sc с просветами — 46%. Данные московских полетов (той же мощности облаков порядка 300 *м*) таковы: Ac — 71%; St — 56% и Sc с просветами — 46%. Как видно, наибольшие значения альбедо имеют место в случае слоисто-кучевой облачности. Причина этого заключается, по-видимому, в том, что слоисто-кучевые облака содержат значительное количество кри-

сталликов льда, которым свойственно интенсивное обратное рассеяние.

Сравнение результатов измерений Н. И. Чельцова с данными других авторов обнаруживает вполне удовлетворительное согласование. Так, например, по данным З. Фритца и Д. Макдональда, альбедо высоко-слоистых облаков изменяется от 39 до 83%. В табл. 113 приведены результаты измерений А. П. Коптева в районе моря Лаптевых и Карского моря (1959 г.).

Таблица 113

Альбедо облачности нижнего яруса

Характер облачности	Альбедо, %	Число случаев
Облачность 10 баллов (St, Sc, Ns)	58	65
Облачность (St, Sc, Ns), в просветах лед	70	21
То же, в просветах вода	32	16
В облачности, над льдом	65	7
То же, над водой	35	40
В прослойке между St и Sc, над льдом	68	5
То же, над водой	33	5

Эти данные иллюстрируют наличие существенной зависимости альбедо облаков от характера подстилающей поверхности. Так, например, измерения альбедо в прослойке между слоистыми и высоко-кучевыми облаками над водой дают вдвое меньшее альбедо, чем в тех же условиях над льдом.

Приведенные выше данные измерений альбедо облаков указывают на большую изменчивость этой величины в зависимости от разных факторов. Между тем в ряде случаев важно знать среднее значение альбедо облаков.

По данным З. Фритца, среднее альбедо облаков, рассчитанное с учетом распространенности облаков различных форм и различной мощности, составляет около 50—55%.

Измерения Г. Д. Робинсона дают несколько большее значение, равное 60%, причем пределы изменения альбедо по этим данным составляют 29—87%.

В § 3 главы VI были рассмотрены результаты теоретических расчетов альбедо слоистых облаков, выполненных Е. М. Фейгельсон. Сравнивая эти результаты с приведенными здесь данными наблюдений, видим, что основной качественный вывод о существенной зависимости альбедо от мощности облаков в обоих случаях выявляется с полной отчетливостью. Однако количественного совпадения трудно, разумеется, ожидать, поскольку теоретические расчеты и по своим исходным данным и в силу принятых при выводе формул предположений не вполне соответ-

ствуют тому, что имеет место в реальных облаках. Интересным результатом теоретических расчетов, рассмотренных выше, является вывод о существовании значительной зависимости альбедо облаков малой мощности от зенитного расстояния солнца при $\vartheta_\odot > 30°$. По данным наблюдений эта зависимость еще не была изучена. Возможно, что большое рассеяние точек на рис. 114 является в некоторой степени результатом влияния именно этой зависимости альбедо от зенитного расстояния солнца.

Большой интерес представляет вопрос о поглощении солнечной радиации облаками. Следует отметить, однако, что до сих пор в этом вопросе нет достаточной ясности. Так, например, по данным Н. И. Чельцова, доля поглощенной радиации очень невелика и изменяется в пределах от 3 до 7%. Измерения Робинсона привели к гораздо большим величинам (от 13 до 25%) и к среднему значению, равному 22%. Согласно данным З. Фритца, поглощение солнечной радиации может достигать 20—30%.

По данным Д. Л. Монтейта, поглощение солнечной радиации облаками составляет в среднем 8—9%.

Если считать правильными большие величины поглощения и учесть, что поглощение происходит главным образом в близкой инфракрасной области спектра, то это означает, что альбедо облаков в инфракрасной области спектра должно быть сравнительно небольшим, а в видимой и ультрафиолетовой областях спектра очень высоким. Оценки, сделанные Робинсоном, показывают, что среднее альбедо для инфракрасной области спектра должно составлять около 45%, тогда как в видимой и ультрафиолетовой областях оно увеличивается до 85%. К сожалению, до сих пор совершенно отсутствуют экспериментальные данные о спектральном альбедо облаков.

§ 5. Географическое распределение альбедо

Приведенные выше величины альбедо различных поверхностей являются локальными, т. е. характеризуют отражательные свойства сравнительно небольших участков поверхности в определенный момент времени. Между тем для целей различного рода климатологических расчетов радиационного баланса важно знать средние величины альбедо больших участков подстилающей поверхности за продолжительные промежутки времени (месяц, год).

Рассмотрение величин альбедо, приведенных в § 2 и 3 настоящей главы, показывает, что с точки зрения типизации различных территорий в отношении величин альбедо в умеренных широтах необходимо прежде всего различать лесные массивы, безлесные площади и водные бассейны (моря и озера). При этом во всех случаях чрезвычайно существенное влияние на величины альбедо оказывает наличие снежного или ледяного покрова. В табл. 114

приведены характерные значения альбедо различных подстилающих поверхностей суши, полученные В. В. Мухенберг на основе обобщения обширных материалов наблюдений.

Таблица 114

Альбедо подстилающих поверхностей суши

Тип поверхности	Альбедо, %	Тип поверхности	Альбедо, %
Устойчивый снежный покров в высоких широтах (более 60°)	80	Тундра в период между сходом снежного покрова и переходом средней суточной температуры воздуха через 10°	18
Устойчивый снежный покров в умеренных широтах (менее 60°)	70	Тундра, степь, лиственный лес в период от весеннего перехода температуры через 10° до появления снежного покрова	18
Лес при устойчивом снежном покрове	45	Хвойный лес в период от весеннего перехода температуры через 10° до появления снежного покрова	14
Неустойчивый снежный покров весной	38	Леса, сбрасывающие листву в сухое время года; саванны, полупустыни в сухое время года	24
Лес при неустойчивом снежном покрове весной	25	То же во влажное время года	18
Неустойчивый снежный покров осенью	50	Пустыня	28
Лес при неустойчивом снежном покрове осенью	30		
Степь и лес в период между сходом снежного покрова и переходом средней суточной температуры воздуха через 10°	13		

Естественно, что все приведенные в этой таблице величины, являясь осредненными, отражают лишь наиболее характерные особенности альбедо различных типов подстилающих поверхностей. В действительности альбедо данного типа подстилающей поверхности в зависимости от различных факторов может изменяться в довольно широких пределах. Об этом можно судить из рассмотрения рис. 115, на котором изображены кривые повторяемости значений альбедо разных типов естественных поверхностей в различные сезоны года по данным Е. П. Барашковой, В. Л. Гаевского, Л. Н. Дьяченко, К. М. Лугиной и З. И. Пивоваровой для территории СССР. Здесь прежде всего представляет интерес отчетливое разделение кривых повторяемости, относящихся к зимнему (постоянный снежный покров) и другим сезонам (исключение составляют лишь зоны полупустыни и пустыни). Сравнение данных рис. 115 с величинами табл. 114 показывает, насколько приближенное представление о реальных альбедо дают осредненные величины табл. 114.

Используя данные табл. 114, В. В. Мухенберг построила карты географического распределения альбедо на поверхности суши северного полушария для января и июля (рис. 116, 117).

Естественно, что в январе зона наибольших альбедо (80%) располагается в высоких широтах, где почти отсутствуют леса и сохраняется незагрязненной поверхность снега. С уменьшением широты по мере увеличения площади, занятой лесами, альбедо уменьшается и достигает 45% в районах сплошных лесов.

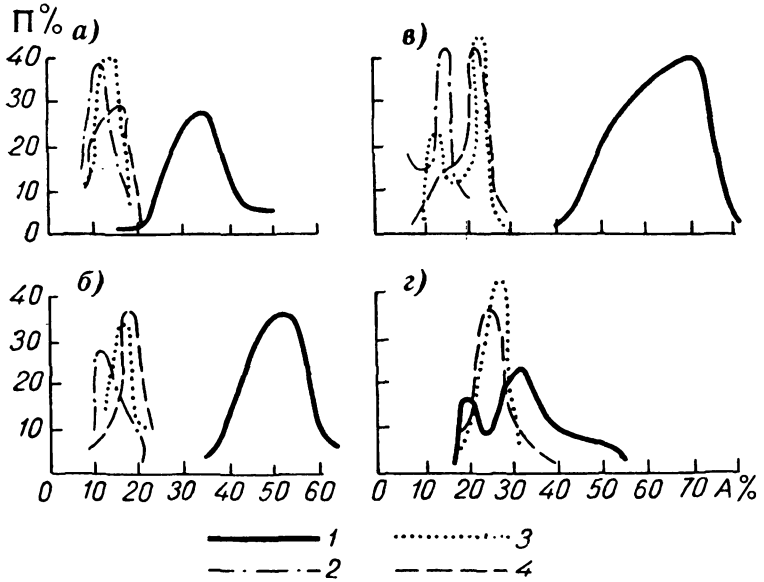


Рис. 115. Повторяемость альбедо некоторых поверхностей.
а — хвойный лес; *б* — лиственный лес; *в*— лесостепь и степь; *г* — полупустыня и пустыня; *1* — зима; *2* — весна; *3* — лето; *4* — осень.

При приближении к зоне степи альбедо снова увеличивается, составляя в этой зоне около 70%. Изменение альбедо еще южнее связано главным образом с различным состоянием снежного покрова. В области субтропиков и тропиков главную роль играет наличие или отсутствие (пустыни) растительного покрова, а также влажность почвы. В зависимости от того, каким является для данного района январь — влажным или сухим, альбедо изменяется от 18 до 24%. Характерное альбедо пустыни (см. табл. 114) составляет 28%.

Поскольку в июле снег (или лед) отсутствует везде, за исключением полярных районов, географическая изменчивость альбедо в этом месяце выражена слабо: на обширной поверхности северного полушария альбедо изменяется в пределах 16—20%. Небольшое уменьшение альбедо (до 15%) наблюдается в зоне

сплошных хвойных лесов. Максимальные значения альбедо имеют место в засушливых южных районах и пустынях (до 28%).

В основу типизации величин альбедо различных подстилающих поверхностей суши, рассмотренной выше, положена методика осреднения, разработанная М. И. Будыко и Т. Г. Берлянд.

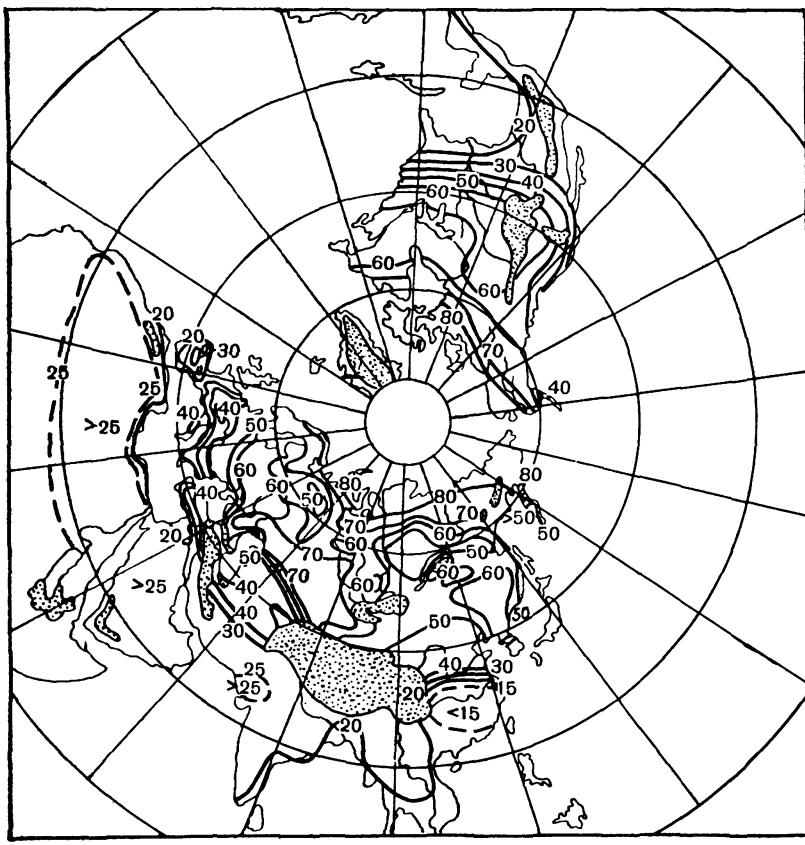


Рис. 116. Альбедо поверхности суши северного полушария, январь.

Наиболее естественный способ вычисления средних за месяц, сезон или год величин альбедо заключается в определении средневзвешенных значений альбедо с весом, равным сумме тепла суммарной радиации за промежуток времени, в течение которого наблюдается некоторое неизменное значение альбедо. Например, среднее за сезон альбедо может быть рассчитано по такой формуле:

$$A_{сез} = \frac{A_1 \Sigma_1 Q + A_2 \Sigma_2 Q + A_3 \Sigma_3 Q}{\Sigma_{сез} Q}; \qquad (7.3)$$

здесь ΣQ — суммарная радиация, A — альбедо. Индексы «1», «2», «3» указывают, к какому из трех месяцев сезона относится данная величина.

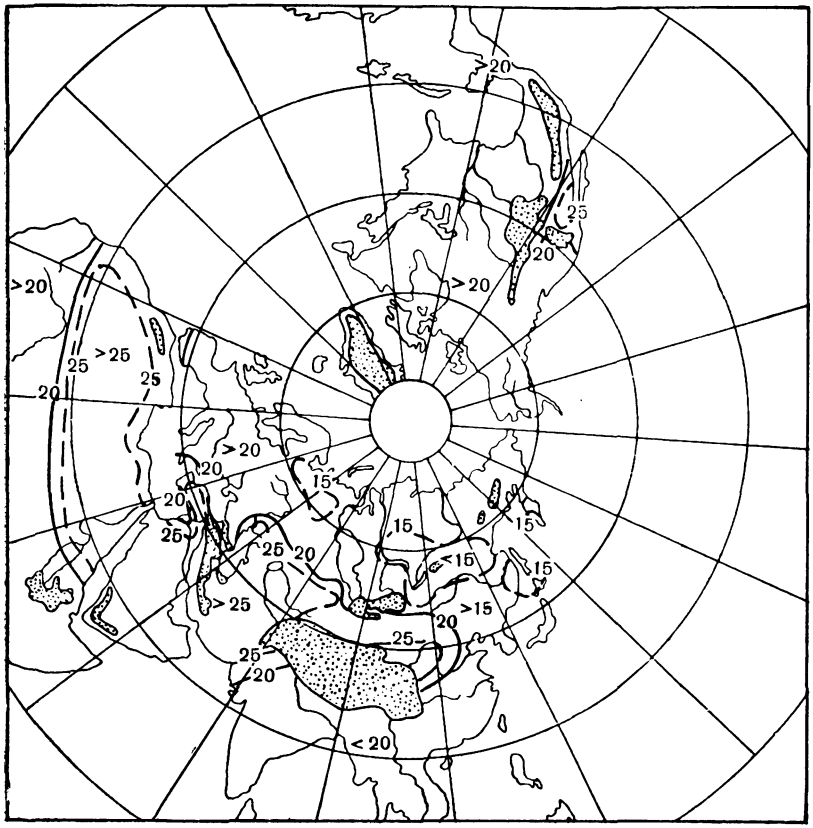


Рис. 117. Альбедо поверхности суши северного полушария, июль.

Аналогичным образом формула для вычисления среднегодового альбедо может быть представлена в таком виде:

$$A_{\text{год}} = \frac{A_з \Sigma_з Q + A_в \Sigma_в Q + A_л \Sigma_л Q + A_о \Sigma_о Q}{\Sigma_{\text{год}} Q}, \qquad (7.4)$$

где индексы «з», «в», «л», «о» означают, что соответствующая величина относится к зимнему, весеннему, летнему или осеннему сезону.

Основные черты годового хода альбедо подстилающих поверхностей суши определяются прежде всего появлением или стаиванием снежного покрова. Поэтому главным фактором,

определяющим среднегодовое значение альбедо в том или ином пункте достаточно однородной территории, является продолжительность снежного покрова.

Принимая одинаковое для всей южной части Европейской территории СССР значение альбедо, равное в теплую половину года 18%, М. И. Будыко рассчитал по формуле типа (7.4) зависимость среднегодовой величины альбедо в том или ином пункте указанной территории от времени залегания снежного покрова. На рис. 118 изображена полученная М. И. Будыко кривая зависимости среднегодового хода альбедо от времени залегания снежного покрова. Как показывает этот рисунок, среднегодовая величина альбедо значительно возрастает с увеличением продолжительности залегания снежного покрова.

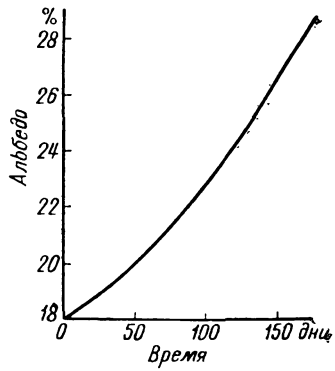


Рис. 118. Зависимость альбедо от времени залегания снежного покрова.

Е. П. Барашкова, В. Л. Гаевский, Л. И. Дьяченко, К. М. Лугина и З. И. Пивоварова, обобщив материалы наблюдений актинометрических станций, построили аналогичные карты для всех месяцев года и всей территории СССР.

При анализе упомянутых карт прежде всего обращает на себя внимание весьма большое разнообразие величин альбедо на территории СССР, обусловленное многообразием поверхностного покрова. Совершенно естественно, что максимальные величины альбедо имеют место зимой (при наличии снежного покрова), а минимальные — летом. Очевидно также, что наиболее значительная географическая изменчивость альбедо наблюдается зимой, когда на севере имеет место устойчивый снежный покров, а на юге земная поверхность все время покрыта снегом.

Географическое распределение альбедо в зимнюю половину года (ноябрь—март) является незональным: в западной части СССР альбедо примерно на 10—15% меньше, чем в восточной. В теплую половину года (июнь—сентябрь) на большей части территории СССР альбедо составляет 15—20%. Максимальные альбедо (30—35%) наблюдаются в Средней Азии. На севере ЕТС и в Приморском крае альбедо несколько превышает 20%. В среднем за год наибольшие значения альбедо приходятся на районы крайнего севера (40—50%) и юго-восточную часть Европейской территории СССР (несколько больше 30%). В последнем случае сказывается влияние в летнее время песчаных поверхностей, для которых характерны сравнительно высокие величины альбедо.

§ 6. Альбедо Земли как планеты

В предыдущих параграфах были рассмотрены данные, характеризующие альбедо различных видов подстилающей поверхности суши, моря и облаков. Для различного рода климатологических и астрофизических приложений представляет интерес величина альбедо Земли в целом, которую можно вычислить, основываясь на рассмотренных выше данных. Альбедо Земли в целом можно также измерить непосредственно по данным фотометрирования пепельного света луны (напомним, что пепельным называют отраженный лунной поверхностью свет, падающий на нее от Земли, освещенной Солнцем). В СССР такой метод определения альбедо планеты Земли был развит в работах В. Г. Фесенкова, Н. П. Барабашева, В. А. Маркова, В. М. Казачевского и Н. С. Орловой.

Наблюдения В. А. Маркова, выполненные в Абастуманской астрономической обсерватории, обнаружили значительные колебания альбедо Земли, обусловленные изменением облачности. Так, например, 23 сентября 1946 г. среднее альбедо Земли было близко к 0,43, а 28 августа 1948 г. оно составляло около 70%.

А. Данжон осуществил многолетние наблюдения над альбедо Земли путем сравнения относительной интенсивности света от яркой (освещенной Солнцем) и темной (освещенной только отраженным от Земли светом) частей Луны. В результате этих наблюдений, продолжавшихся девять лет, было получено среднее альбедо Земли, равное 0,39.

Определение альбедо Земли по данным фотометрических измерений пепельного света Луны представляет значительный интерес, однако для метеорологических приложений не является достаточным. Поскольку всякий фотометр обладает значительной избирательностью, то получаемые по фотометрическим наблюдениям данные позволяют найти альбедо в определенной области спектра, а не альбедо для интегрального потока солнечной радиации. Так, например, А. Данжоном было найдено визуальное альбедо Земли, относящееся к видимой области спектра.

В связи с этим большой интерес представляют результаты теоретических расчетов альбедо Земли для интегрального потока солнечной радиации. Впервые такие расчеты были выполнены Л. Б. Олдричем и привели к средней величине альбедо, равной 0,43. За последнее время более точные, хотя в значительной мере схематические вычисления, проделанные З. Фритцем, дали среднее планетарное альбедо Земли, равное 35%, и показали, что главный вклад в альбедо планеты вносит отражение солнечной радиации облаками.

А. И. Федосеева предприняла первую попытку рассчитать географическое распределение альбедо системы земная поверх-

ность — атмосфера. Для вычисления альбедо A_s была использована формула

$$A_s = (A_1 + A_2)(1 - n) + (A_3 + A_2')n, \qquad (7.5)$$

где A_1 — альбедо подстилающей поверхности; A_2 — альбедо слоя атмосферы от земной поверхности до нижней границы облаков; A_3 — альбедо облаков, A_2' — альбедо слоя атмосферы, расположенного выше облаков; n — степень облачности.

Существенно, что в данном случае альбедо подстилающей поверхности и облаков определяется по отношению к суммарной радиации, достигающей поверхности Земли и облаков. Альбедо безоблачных слоев атмосферы (A_2 и A_2') отыскиваются по отношению к внеатмосферному потоку солнечной радиации. Очевидно, что такой путь определения альбедо Земли является нестрогим, так как в первом случае (при определении A_1 и A_2) не учитывается трансформация альбедо слоем атмосферы. Поскольку поток радиации, отраженной поверхностью Земли или облаков, значительно ослабляется расположенным выше слоем атмосферы, ясно, что вычисления по формуле (7.5) должны дать несколько завышенные значения альбедо A_s. Это выражается, в частности, в том, что среднее планетарное альбедо, полученное Федосеевой, составляет 41% и превосходит другие упомянутые выше значения планетарного альбедо.

Несмотря на отмеченную неточность формулы (7.5), выполненные Федосеевой расчеты географического распределения альбедо системы земная поверхность — атмосфера по земному шару, несомненно, представляют существенный интерес. Для иллюстрации результатов этих расчетов на рис. 119 изображена карта распределения средних годовых значений альбедо по земному шару. Здесь обращает на себя внимание сравнительно малая изменчивость альбедо в приэкваториальной зоне (0—40°), где величины альбедо минимальны и составляют 35—40%. При увеличении широты наблюдается значительный рост альбедо до величины примерно 60% в зонах 70—80° с. ш. и 60—70° ю. ш., что обусловлено увеличением облачности и продолжительности залегания снежного и ледяного покровов. Резкая незональность распределения альбедо в приэкваториальных широтах обусловлена неоднородностями распределения облачности и подстилающей поверхности.

Географическое распределение альбедо Земли для отдельных месяцев является, как правило, более пестрым. Так, например, в июле максимум альбедо наблюдается вблизи экватора (0—10° с. ш.), минимальные значения — в широтных поясах 10—20° ю. ш., 20—30° с. ш. и возрастание альбедо — с увеличением широты в умеренных и высоких широтах. Карты альбедо за январь и февраль отчетливо отражают неоднородность распределения подстилающей поверхности в северном полушарии

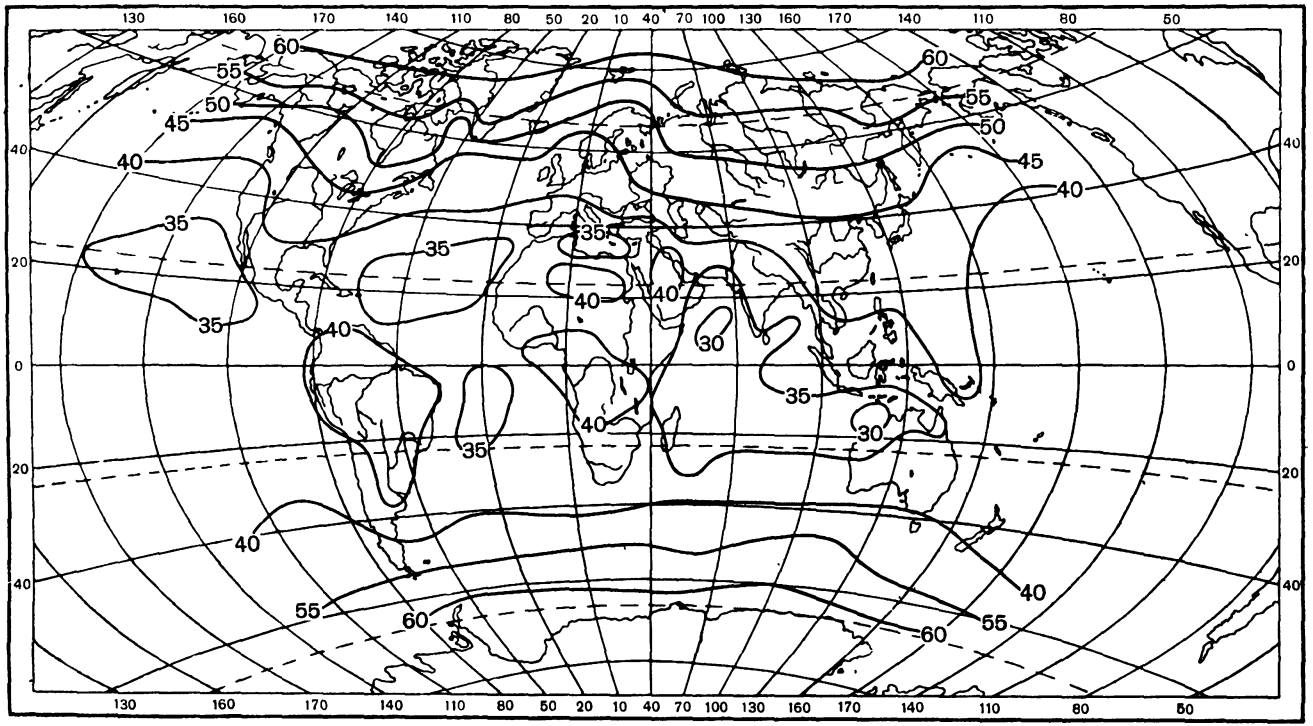


Рис. 119. Распределение средних годовых значений альбедо системы земная поверхность — атмосфера по земному шару.

(в особенности на границах раздела незамерзшего моря и суши, покрытой снегом). Заметим, однако, в соответствии с высказанными замечаниями по поводу формулы (7.5), что влияние неоднородностей распределения подстилающей поверхности и облачности на альбедо планеты следует в данном случае считать несколько преувеличенным.

Наиболее тщательные расчеты альбедо системы земная поверхность — атмосфера выполнены Д. Лондоном. В табл. 115 приведены результаты расчета среднего планетарного альбедо для безоблачной части атмосферы в различные сезоны (эти данные относятся только к северному полушарию).

Таблица 115

Сезонное распределение составляющих среднего планетарного альбедо (%) для безоблачного неба (северное полушарие)

Составляющие альбедо	Зима	Весна	Лето	Осень
Отражение от земной поверхности	9,0	7,4	5,0	6,0
Рассеяние атмосферой	8,3	7,6	8,5	7,4
Полное планетарное альбедо	17,3	15,0	13,5	13,2

Данные этой таблицы показывают, что вклад обратного рассеяния солнечной радиации безоблачной атмосферой почти не изменяется в течение года (то же самое оказывается справедливым в отношении широтной зависимости обратного рассеяния).

Отражение солнечной радиации земной поверхностью увеличивается с уменьшением высоты солнца. Это обстоятельство, а также преобладание в высоких широтах и зимой снежного покрова приводят к увеличению вклада отражения земной поверхностью. По той же причине планетарное альбедо несколько возрастает в холодную половину года и в высоких широтах. Среднее годовое планетарное альбедо при отсутствии облаков составляет 14,7%.

При наличии облаков основной вклад в планетарное альбедо вносит отражение солнечной радиации облаками. Последнее меняется в очень широких пределах, что является главной причиной изменчивости планетарного альбедо. Вклад отражения радиации от облаков в среднее планетарное альбедо составляет 24%. Как уже отмечалось, полное планетарное альбедо, рассчитанное с учетом средней степени облачности на земном шаре, составляет, согласно Д. Лондону, 35%. Интересно отметить, что среднее альбедо Земли в целом почти не имеет сезонной изменчивости, составляя 35,6% зимой и 36,3% летом. Это обусловлено, по-видимому, тем, что увеличение облачности при переходе от зимы к лету компенсируется уменьшением альбедо земной поверхности.

На рис. 120 изображено полученное Д. Лондоном среднее широтное распределение альбедо системы земная поверхность—атмосфера в различные сезоны года. Здесь, так же как и на

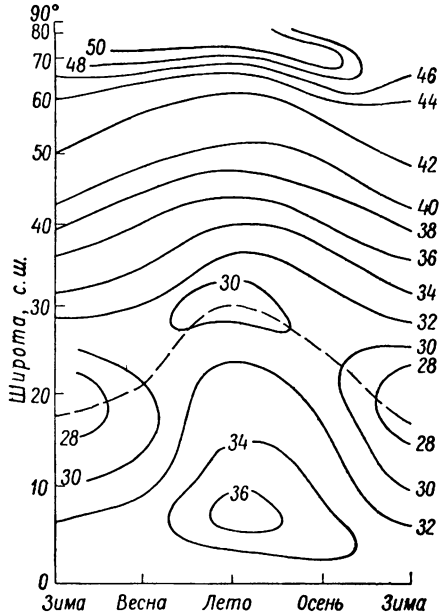


Рис. 120. Среднее широтное распределение (%) альбедо системы земная поверхность — атмосфера в различные сезоны.

карте рис. 119, отчетливо обнаруживается минимум альбедо в субтропиках (область минимальной облачности), где альбедо уменьшается до 27%. Этот минимум смещается летом к северу, а зимой к экватору.

В главе IX будут рассмотрены некоторые результаты измерений альбедо системы земная поверхность—атмосфера.

Глава VIII

СУММАРНАЯ РАДИАЦИЯ

В главах V и VI были весьма детально разобраны вопросы о прямой солнечной и рассеянной радиации. В реальных условиях общий приход коротковолновой радиации слагается обычно из двух частей: прихода прямой солнечной и рассеянной радиации. Сумму потоков (или сумм) прямой солнечной и рассеянной радиации называют потоком (или суммой) суммарной радиации. Лишь в случае сплошной облачности (или частичной облачности, когда солнце закрыто непрозрачным облаком) суммарная радиация представляет собой только рассеянную радиацию. Ниже будут рассмотрены основные закономерности изменения суммарной радиации.

§ 1. Распределение энергии в спектре суммарной радиации

Обширные экспериментальные исследования спектрального состава суммарной радиации были осуществлены Г. А. Тиховым, Е. Л. Криновым и В. В. Шароновым и др. Г. А. Тихов впервые экспериментально показал, что спектральный состав суммарной радиации, получаемой горизонтальной поверхностью, практически не зависит от высоты солнца и, следовательно, остается постоянным в течение дня. Этот вывод был впоследствии подтвержден большим числом наблюдений, выполненных Е. Л. Криновым, В. В. Шароновым и др.

На рис. 121 изображена средняя кривая спектрального распределения суммарной радиации, полученная Р. Херрманном осреднением по 14 сериям наблюдений в условиях безоблачного неба. При построении кривых за единицу принят поток радиации при $\lambda = 500$ $m\mu$. Спектральное распределение суммарной радиации, согласно рис. 121, имеет главный максимум в области 480—500 $m\mu$ и очень слабые вторичные экстремумы.

На рис. 121 представлено относительное распределение энергии в спектре суммарной радиации. Можно, однако, поль-

зуясь кривой *1*, рассчитать спектральное распределение суммарной радиации в абсолютных единицах. Как будет показано далее, суммарную радиацию при безоблачном небе можно приближенно считать зависящей только от высоты солнца и прозрачности атмосферы. Естественно поэтому, что спектральные потоки суммарной радиации также будут зависеть прежде всего от высоты солнца. Так как, с другой стороны, спектральный состав суммарной радиации не зависит от высоты солнца, то отсюда ясно, что зависимость от высоты солнца будет одинаковой

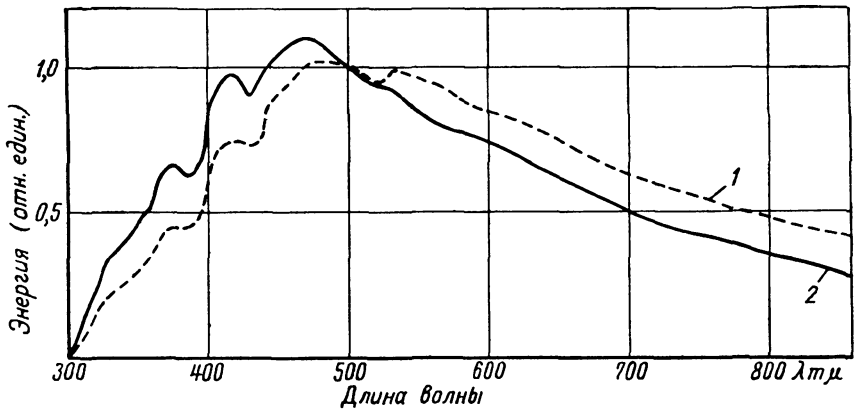


Рис. 121. Распределение энергии в спектре суммарной (*1*) и рассеянной (*2*) радиации (безоблачное небо).

для спектрального потока суммарной радиации в любой области спектра. Для того чтобы получить значение спектрального потока радиации при данной высоте солнца, выраженное в абсолютных единицах, достаточно соответствующую ординату кривой *1* рис. 121 умножить на некоторый коэффициент, не зависящий от длины волны. Величины таких коэффициентов $f(h_\odot)$, рассчитанные П. Гётцем и Е. Шонманном, имеют следующие значения:

$h_\odot$ *град*	60	55	50	45	40	35	30	25
$f(h_\odot)$	176	166	154	140	126	111	94	77

Умножив все ординаты кривой *1* на величину $f(h_\odot)$, соответствующую данной высоте солнца $h_\odot$, получим кривую спектрального распределения суммарной радиации в следующих абсолютных единицах: $10^{-6} вт/см^2 \cdot 1 m\mu$.

Следует, впрочем, заметить, что описанный способ вычисления спектрального распределения суммарной радиации в абсолютных единицах является весьма приближенным.

Выполненное П. Гётцем и Е. Шонманном исследование

спектрального состава суммарной радиации при частично облачном небе привело к выводу, что в этом случае распределение энергии в спектре суммарной радиации весьма изменчиво и зависит прежде всего от того, закрыто ли солнце облаками. В целом, однако, спектральное распределение суммарной радиации оказывается в данном случае почти таким же, как и при безоблачном небе (рис. 122). Как показывает рис. 122, в случае когда солнце было закрыто пеленой перистых облаков, имело

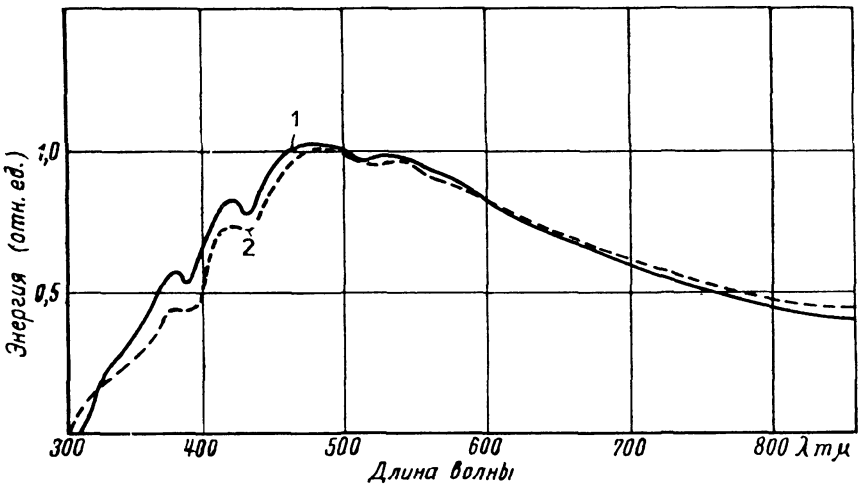


Рис. 122. Распределение энергии в спектре суммарной радиации при различных условиях облачности.

1 — *перистая облачность 3 балла, 31 августа 1942 г.,* $h_{\odot} = 40{,}3°$; *2* — *кучевая облачность 3 балла, 25 августа 1942 г.,* $h_{\odot} = 48{,}2°$.

место некоторое посинение суммарной радиации, обусловленное ослаблением радиации красного участка спектра пеленой облака.

Основным результатом экспериментальных исследований спектрального состава суммарной радиации является вывод о приближенном постоянстве в течение дня спектрального распределения суммарной радиации в области спектра 0,35—0,80 μ при наличии безоблачного или частично облачного неба. Причины отсутствия зависимости спектрального состава суммарной радиации от высоты солнца нетрудно объяснить. С уменьшением высоты солнца происходит постепенное обеднение солнечной радиации синими и фиолетовыми лучами, в результате чего наблюдается покраснение солнечной радиации. Однако вместе с тем при уменьшении высоты солнца возрастает относительная доля в суммарной радиации рассеянного света, более богатого

сине-фиолетовыми лучами. Это возрастание доли коротковолновой рассеянной радиации практически компенсирует ослабление радиации сине-фиолетового участка спектра солнца. Таким образом, спектральный состав суммарной радиации не претерпевает при изменении высоты солнца сколько-нибудь существенных изменений.

Теоретические расчеты, произведенные Г. Н. Раутианом и Р. Шульце, количественно подтверждают (в согласии с рассмотренными выше экспериментальными данными) факт приближенного постоянства спектрального распределения суммарной радиации в течение дня.

Следует заметить, однако, что факт отсутствия существенной зависимости спектрального состава суммарной радиации от высоты солнца имеет место только при не слишком малых высотах солнца. Если $h_\odot < 10 \div 15°$, то при дальнейшем уменьшении высоты солнца происходит некоторое посинение суммарной радиации.

§ 2. Потоки суммарной радиации

Основные закономерности изменения потока суммарной радиации определяются совокупным влиянием тех рассмотренных выше факторов, которые обусловливают наиболее существенные изменения потоков прямой солнечной и рассеянной радиации. К таким факторам относятся: высота солнца (или масса атмосферы в направлении на солнце), условия прозрачности атмосферы, степень облачности, продолжительность солнечного сияния и некоторые другие. Обратимся теперь к выяснению роли перечисленных факторов на основе анализа наблюдаемых закономерностей изменения потоков суммарной радиации. Заметим, что везде в дальнейшем в настоящей главе речь будет идти о потоке суммарной радиации на горизонтальную поверхность.

1. Зависимость потока суммарной радиации от степени облачности, высоты солнца и условий прозрачности атмосферы. Степень облачности и высота солнца (или масса атмосферы в направлении на солнце) являются наиболее важными факторами, определяющими изменения потока суммарной радиации.

При наличии облачности поток суммарной радиации может как увеличиваться, так и уменьшаться. Если облачность частичная и солнце не закрыто облаками, то поток суммарной радиации, как правило, больше, чем при безоблачном небе (заметим, что речь идет о сравнении потоков суммарной радиации при одной и той же высоте солнца). В случае сплошной облачности всегда имеет место уменьшение прихода суммарной радиации по сравнению с приходом при безоблачном небе. Наглядное представление о зависимости потока суммарной радиации от облачности дает табл. 116, в которой приведены результаты на-

блюдений С. И. Небольсина в летние месяцы при разной облачности.

Таблица 116

Зависимость потока суммарной радиации (*кал/см²·мин*) от облачности, по данным наблюдений в летние месяцы в Подмосковье

Масса	Безоблачно	Солнце и облака	Солнце просвечивает через облака		Солнце за облаками		Сплошная облачнсоть
			перистые	слоистые	высокими	низкими	
8	0,16	0,14	0,07	0,05	0,08	0,09	0,05
5	0,18	0,26	0,20	0,05	0,11	0,11	0,06
4	0,23	0,25	0,22	0,11	0,14	0,16	0,08
3	0,35	0,41	0,35	0,18	0,19	0,18	0,15
2	0,60	0,57	0,52	0,41	0,44	0,29	0,14
1,5	0,97	0,88	0,78	0,55	0,71	0,35	0,28
Полдень	1,12	1,15	0,92	0,41	0,63	0,39	0,37

Эта таблица подтверждает сформулированные выше выводы о зависимости потока суммарной радиации от облачности. Аналогичные результаты были получены С. И. Небольсиным и другими авторами по данным наблюдений не только в летние месяцы, но также и в другие сезоны. Осреднение результатов наблюдений над суммарной радиацией при различных условиях облачности за длительный срок показывает, что в среднем облачность всегда уменьшает приход суммарной радиации. Поэтому, в частности, зависимость между средним приходом суммарной радиации и степенью облачности оказывается всегда обратной. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен несколько далее.

Естественно, что на приход суммарной радиации оказывает существенное влияние не только количество, но и форма облаков. Для характеристики влияния формы облачности на приход суммарной радиации в табл. 117 приведены результаты наблюдений Н. Н. Калитина над прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиацией при сплошной облачности следующих форм: Ci, Cs, Ac, As, St fr., Sc, St. Данные рассматриваемой таблицы получены путем обработки пятилетних (1936—1940 гг.) записей актинографа и пиранографа в Павловске.

Как видно из табл. 117, для всех форм облачности наблюдается уменьшение потока суммарной радиации по сравнению с условиями безоблачного неба. Наиболее значительным это уменьшение является при наличии облачности нижнего яруса, поскольку в этом случае облака совсем не пропускают прямой солнечной радиации, а поток рассеянной радиации оказывается сравнительно небольшим (при малых высотах солнца даже

Таблица 117

Зависимость потоков прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации (*кал/см²·мин*) на горизонтальную поверхность при сплошной облачности от формы облаков

Форма облаков	Высота солнца, *град*									
	2,5	5	7,5	10	15	20	25	30	40	50
Прямая солнечная радиация										
Безоблачно	0,03	0,06	0,09	0,13	0,22	0,33	0,46	0,59	0,84	1,10
Cl	0,00	0,00	0,00	0,00	0,04	0,11	0,21	0,32	0,60	0,90
Cs	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,09	0,18	0,42	0,70
Ac	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,12	0,31
As	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,05	0,10
St fr.	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,05
Sc или St	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
Рассеянная радиация										
Безоблачно	0,02	0,03	0,04	0,05	0,07	0,08	0,09	0,10	0,11	0,12
Cl	0,03	0,05	0,07	0,09	0,13	0,16	0,19	0,22	0,26	0,29
Cs	0,04	0,06	0,09	0,11	0,15	0,19	0,23	0,27	0,34	0,40
Ac	0,04	0,06	0,09	0,11	0,16	0,22	0,26	0,31	0,39	0,44
As	0,03	0,05	0,07	0,09	0,13	0,17	0,20	0,24	0,30	0,35
St fr.	0,01	0,02	0,02	0,03	0,05	0,08	0,13	0,16	0,21	0,24
Sc	0,00	0,01	0,02	0,04	0,08	0,13	0,17	0,20	0,27	0,33
St	0,01	0,02	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,13	0,16	0,19
Суммарная радиация										
Безоблачно	0,05	0,09	0,13	0,18	0,29	0,41	0,55	0,69	0,96	1,22
Cl	0,03	0,05	0,07	0,09	0,17	0,27	0,40	0,54	0,86	1,19
Cs	0,04	0,06	0,09	0,11	0,15	0,20	0,32	0,45	0,76	1,10
Ac	0,04	0,06	0,09	0,11	0,16	0,22	0,26	0,31	0,51	0,75
As	0,03	0,05	0,07	0,09	0,13	0,17	0,20	0,25	0,35	0,45
St fr.	0,01	0,02	0,02	0,03	0,05	0,08	0,13	0,16	0,22	0,29
Sc	0,00	0,01	0,02	0,04	0,08	0,13	0,17	0,20	0,27	0,35
St	0,01	0,02	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10	0,13	0,16	0,19

меньшим, чем при безоблачном небе). Минимальное уменьшение потока суммарной радиации наблюдается в случае полупрозрачной для прямой солнечной радиации облачности верхнего яруса. Однако даже и в этом случае относительное уменьшение потока суммарной радиации при малых высотах солнца по сравнению с соответствующей величиной при безоблачном небе весьма значительно. Для более наглядного представления об уменьшении потока суммарной радиации при сплошном облачном покрове в табл. 118 приведены рассчитанные Н. Н. Калитиным по данным табл. 117 величины относительного уменьшения (в процентах) потока суммарной радиации для различных форм облаков и высот солнца.

Таблица 118

Относительное уменьшение (%) потока суммарной радиации при сплошной облачности различных форм и различной высоте солнца по сравнению с соответствующими величинами при безоблачном небе

Форма облаков	Высота солнца, *град*					
	5	10	20	30	40	50
Ci	44	50	34	22	10	2
Cs	33	39	51	35	20	10
Ac	33	39	46	55	46	38
As	44	50	59	64	63	63
St fr.	78	83	80	77	77	76
Sc	89	78	68	71	72	73
St	78	78	80	81	83	84

Данные этой таблицы свидетельствуют о том, что в подавляющем большинстве случаев уменьшение потока суммарной радиации при наличии сплошной облачности весьма велико.

Данные табл. 117 позволяют проанализировать соотношение между прямой солнечной и рассеянной радиацией, составляющими суммарную радиацию, при различных условиях облачности и разной высоте солнца. В случае сплошной облачности лишь при наличии полупрозрачных облаков верхнего яруса и не слишком малых высотах солнца прямая солнечная радиация может достигать земной поверхности. Как правило же, при сплошной облачности у земной поверхности наблюдается только рассеянная радиация. Если небо безоблачно, то доля прямой солнечной радиации в суммарной радиации сначала весьма быстро, а затем значительно медленнее возрастает по мере увеличения высоты солнца.

Рассмотрение табл. 116—118 приводит к заключению, что как в случае безоблачного, так и в случае облачного неба поток суммарной радиации существенным образом зависит от высоты солнца. В главах V и VI было показано, что потоки прямой солнечной и рассеянной радиации на горизонтальную поверхность возрастают с увеличением высоты солнца. Естественно поэтому, что такая же зависимость от высоты солнца наблюдается и для суммарной радиации. Несколько далее будет рассмотрено, каким образом зависимость потока суммарной радиации от высоты солнца при безоблачном небе может быть представлена аналитически. Заметим только сейчас, что в первом приближении эти величины связаны соотношением прямой пропорциональности.

При наличии сплошной облачности зависимость между потоком суммарной радиации и высотой солнца оказывается значительно более сложной. Согласно табл. 118, только в случае облаков нижнего яруса (St, Sc, St fr.) относительное уменьшение потока суммарной радиации по сравнению с соответствующей величиной для безоблачного неба слабо зависит от высоты солнца. Это означает, что только при наличии сплошной облачности нижнего яруса поток суммарной радиации будет изменяться приблизительно пропорционально высоте солнца, поскольку такая пропорциональность имеет место для потока суммарной радиации безоблачного неба. В случае же облачности верхнего и среднего ярусов наблюдается существенная зависимость относительного уменьшения потока суммарной радиации от высоты солнца и, следовательно, зависимость потока суммарной радиации при наличии сплошной облачности верхнего и среднего ярусов должна быть нелинейной. В справедливости указанных выводов можно наглядно убедиться, если по данным табл. 118 изобразить графически зависимость потока суммарной радиации при сплошном облачном покрове от высоты солнца.

Хотя облачность и высота солнца являются для суммарной радиации доминирующими факторами, наблюдения при безоблачном небе обнаруживают отчетливую зависимость суммарной радиации от прозрачности атмосферы. Это может быть проиллюстрировано рис. 123, на котором изображены полученные Е. П. Барашковой зависимости потока суммарной радиации от фактора мутности при различных атмосферных массах по данным наблюдений в Карадаге. Как видно, с уменьшением прозрачности атмосферы (увеличением фактора мутности) происходит заметное уменьшение суммарной радиации, особенно при больших высотах солнца.

В главе VI были приведены данные, характеризующие зависимость потока рассеянной радиации от альбедо подстилающей поверхности. Ясно поэтому, что аналогичная зависимость должна наблюдаться и в случае суммарной радиации. Однако

количественные данные по этому вопросу пока еще совершенно недостаточны. Наблюдения показывают, что при прочих равных условиях суммарная радиация заметно (на 10—15%) увеличивается при появлении снежного покрова.

2. Суточный и годовой ход потока суммарной радиации. Естественно, что наиболее простой суточный и годовой ход потока суммарной радиации должен наблюдаться в условиях полностью ясного неба, поскольку в этом случае изменение потока радиации определяется в основном изменением высоты солнца.

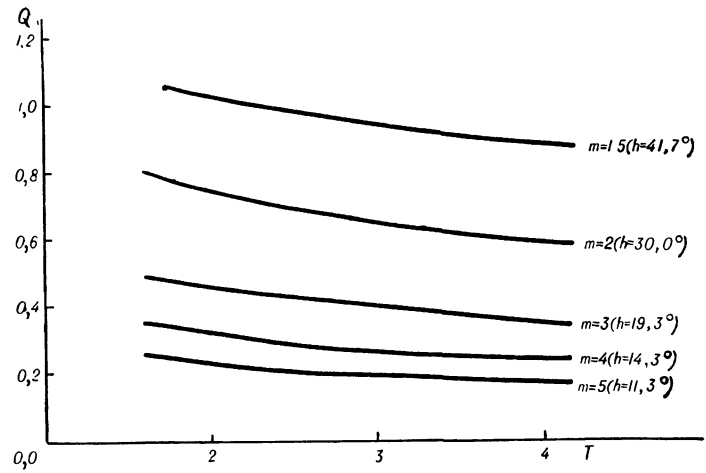


Рис. 123. Зависимость суммарной радиации от фактора мутности, по данным наблюдений в Карадаге.

Наблюдения Н. Н. Калитина в Павловске показывают, например, что в условиях безоблачного неба суточный и годовой ход часовых сумм суммарной радиации является весьма простым и характеризуется наличием одного максимума в околополуденные часы и в летнее время года. Лишь годовой ход часовых сумм радиации в околополуденные часы оказывается несколько более сложным: в июне наблюдается некоторое уменьшение прихода радиации, что обусловлено, по-видимому, уменьшением прозрачности атмосферы. Вторичные максимумы прихода суммарной радиации имеют место в до- и послеполуденные часы в декабре. Появление этих максимумов также следует объяснить понижением прозрачности атмосферы.

Достаточно простые закономерности суточной и годовой изменчивости потока суммарной радиации обнаруживаются и в результате осреднения наблюдений над суммарной радиацией за все дни, т. е. при средних условиях облачности.

По данным наблюдений Н. Н. Калитина, в Павловске в лет-

ние месяцы приход суммарной радиации в дополуденные часы заметным образом превосходит приход радиации в послеполуденные часы. Наблюдается также преобладание прихода суммарной радиации в первую половину года над приходом радиации во вторую половину года. Отмеченные особенности суточного и годового хода суммарной радиации обусловлены несколько пониженной облачностью в дополуденные часы (соответственно в первую половину года) по сравнению с послеполуденными часами (соответственно со второй половиной года).

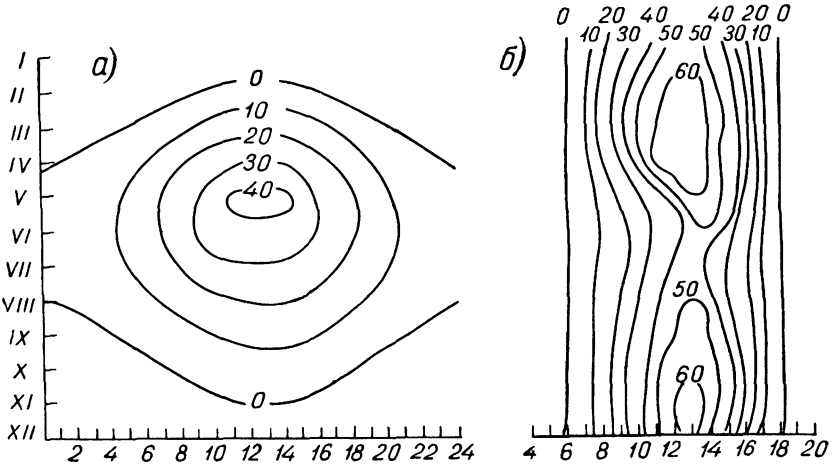


Рис. 124 Суточный и годовой ход суммарной радиации (*кал/см² · час*) для Диксона (*а*) и Леопольдвиля (*б*).

Естественно также, что абсолютные величины часовых сумм суммарной радиации в околополуденные часы летнего времени года получаются для средних условий облачности значительно меньшими, чем при безоблачном небе.

На рис. 124 изображены построенные Т. Г. Берлянд изоплеты часовых сумм суммарной радиации для о. Диксон и Леопольдвиля. Эти данные характеризуют особенности суточного и годового хода суммарной радиации в полярных широтах и экваториальной зоне. Рисунок 124 показывает, что изоплеты, построенные по материалам наблюдений на о. Диксон, сильно вытянуты в горизонтальном направлении, что обусловлено наличием круглосуточного прихода солнечной радиации в течение полярного дня и отсутствием ее в полярную ночь. Наоборот, изоплеты для Леопольдвиля сильно вытянуты в вертикальном направлении, что отражает относительно равномерное распределение прихода суммарной радиации в течение года. Симметрично расположенные зоны максимальных значений суммарной

радиации относятся к периодам равноденствия. Для суточного хода суммарной радиации в экваториальной зоне характерно преобладание максимальных значений прихода радиации в послеполуденные часы, что обусловлено суточным ходом облачности.

3. Теоретические расчеты суммарной радиации. Наиболее просто задача расчета потоков суммарной радиации решается в случае безоблачного неба. Напишем снова выведенные в главе IV уравнения переноса (4.82)

$$\frac{dF_1}{d\tau} = \frac{dF_2}{d\tau} = \varepsilon_1 \sec\vartheta_\odot F_2 - 2\varepsilon_1 F_1. \tag{8.1}$$

Дополним (8.1) такими граничными условиями:

$$F_2 = S_0 \cos\vartheta_\odot \quad \text{при} \quad \tau = \tau_0, \tag{8.2}$$

$$F_1 = AF_2 \quad \text{при} \quad \tau = 0. \tag{8.3}$$

Здесь S_0 — солнечная постоянная; $\tau_0 = \int_0^\infty \alpha(z)\,dz$ — оптическая толщина атмосферы в направлении вертикали; A — альбедо земной поверхности. Напомним, что уравнения (8.1) относятся к условиям чисто рассеивающей атмосферы и, строго говоря, описывают только перенос монохроматической радиации.

Простые выкладки приводят к следующим результатам интегрирования (8.1) при граничных условиях (8.2) и (8.3) для нисходящего потока суммарной радиации F_2:

$$F_2(\tau) = \frac{2(1-A) - (\sec\vartheta_\odot - 2A)\, e^{\varepsilon_1\tau(\sec\vartheta_\odot - 2)}}{2(1-A) - (\sec\vartheta_\odot - 2A)\, e^{\varepsilon_1\tau_0(\sec\vartheta_\odot - 2)}} S_0 \cos\vartheta_\odot. \tag{8.4}$$

Для потока суммарной радиации на уровне земной поверхности ($\tau = 0$) имеем

$$F_2(0) = \frac{2 - \sec\vartheta_\odot}{2(1-A) - (\sec\vartheta_\odot - 2A)\, e^{\varepsilon_1\tau_0(\sec\vartheta_\odot - 2)}} S_0 \cos\vartheta_\odot. \tag{8.5}$$

Если принять $A = 0$, то вместо (8.5) получим

$$F_2(0) = \frac{2 - \sec\vartheta_\odot}{2 - \sec\vartheta_\odot\, e^{\varepsilon_1\tau_0(\sec\vartheta_\odot - 2)}} S_0 \cos\vartheta_\odot. \tag{8.6}$$

Как было показано в главе IV, асимметрия средней индикатрисы рассеяния атмосферы значительна. Можно принять, что по порядку величины $\varepsilon_1 = 10^{-1}$. Так как $\tau_0 \simeq 0{,}3$, то это означает, что $\varepsilon_1\tau_0 \simeq 0{,}03$. Следовательно, при не слишком больших $\sec\vartheta_\odot$ (во всяком случае при $\sec\vartheta_\odot < 5$) справедливо разложение в ряд

$$e^{\varepsilon_1\tau_0(\sec\vartheta_\odot - 2)} \simeq 1 + \varepsilon_1\tau_0(\sec\vartheta_\odot - 2).$$

Используя это приближенное представление, найдем вместо (8.6)

$$F_2(0) = \frac{S_0 \cos \vartheta_\odot}{1 + \varepsilon_1 \tau_0 \sec \vartheta_\odot}. \qquad (8.7)$$

Хотя эта формула является предельно упрощенной, сравнение ее с данными наблюдений суточного хода интегральной суммарной радиации, осуществленное Т. Г. Берлянд, обнаружило вполне удовлетворительное соответствие. В табл. 119 приведены величины коэффициентов $f = \varepsilon_1 \tau_0$, рассчитанные М. Е. Берляндом по данным о зависимости возможных месячных сумм суммарной радиации от широты, найденной Т. Г. Берлянд.

Таблица 119

Годовой ход коэффициентов f

Широта, *град*	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
30	0,030	0,060	0,080	0,140	0,170	0,190	0,190	0,165	0,120	0,090	0,070	0,070
40	0,030	0,045	0,085	0,120	0,165	0,185	0,190	0,170	0,130	0,100	0,075	0,070
50	0,055	0,065	0,085	0,110	0,150	0,175	0,180	0,175	0,140	0,100	0,085	0,070
60	0,045	0,070	0,090	0,110	0,140	0,160	0,165	0,165	0,155	0,090	0,055	0,035

Как показала Т. Г. Берлянд, использование коэффициентов, указанных в этой таблице, позволяет вполне удовлетворительно описать суточный ход суммарной радиации при безоблачном небе. Такой результат является вполне естественным с той точки зрения, что формула (8.7) тождественна формуле В. Г. Кастрова (5.25), описывающей суточный ход прямой солнечной радиации.

Из табл. 119 видно, что зимой коэффициенты f малы. Если к тому же высота солнца достаточно велика, то в этом случае второе слагаемое в знаменателе (8.7) может быть отброшено. Формально $\tau_0 = 0$ соответствует случаю отсутствия атмосферы и не может иметь отношения к описанию суточного хода суммарной радиации на уровне земной поверхности. Однако, как уже отмечалось выше, наблюдения дают иногда прямую пропорциональность между потоком суммарной радиации и высотой солнца. Так, например, по данным наблюдений Н. И. Чельцова в Архангельске, справедлива следующая эмпирическая формула:

$$F_2(0) = 0,0252\, h_\odot, \qquad (8.8)$$

где $h_\odot$ выражено в градусах, а $F_2(0)$ — *в кал/см² · мин*. Соотношение такого типа представляет собой предельно упрощенную формулу, которая может быть получена из (8.7). Очевидно, что такое соотношение не может обладать достаточной общностью.

Используя (8.7), можно получить формулы для расчета суточных возможных сумм суммарной радиации. Для решения этой

задачи может быть использована методика, предложенная Л. Г. Махоткиным для расчета возможных сумм прямой солнечной радиации (§ 9, глава V).

Теоретическое описание изменчивости суммарной радиации в условиях частичной облачности представляет большие трудности ввиду сложности учета углового распределения облачности по небесному своду и ее оптических свойств. Значительно проще может быть решена, однако, задача о приходе суммарной радиации при наличии сплошного покрова облаков. М. Е. Берлянд и Е. П. Новосельцев предложили в этом случае использовать ту же систему уравнений и граничных условий, что и рассмотренная выше. Однако для коэффициентов $m_1\Gamma_1$ и $m_2\Gamma_2$ эти авторы приняли:

$$m_1\Gamma_1 = \overline{m}\,\overline{\Gamma},$$

$$m_2\Gamma_2 = \overline{m}\,\overline{\Gamma} - pe^{m_\odot \tau},$$

где $p = (\overline{m}\overline{\Gamma} - m_\odot\Gamma_\odot)\,e^{-m_\odot\tau_0}$.

Здесь $\overline{m}$ и $\overline{\Gamma}$ — некоторые постоянные (средние) значения коэффициентов m_1 и Γ_1; $m_\odot = \sec\vartheta_\odot$; $\Gamma_\odot$ — величина коэффициента Γ для направления на солнце.

Использование указанных выражений для коэффициентов приводит к следующему результату интегрирования уравнений переноса:

$$F_2(0) = \frac{S_0 e^{\frac{p}{m_\odot}(\overline{m}\,\overline{\Gamma} - m_\odot\Gamma_\odot)}}{m_\odot e^{\frac{p}{m_\odot}} + (1-A)\,\overline{m}\,\overline{\Gamma}\left[Ei\left(\frac{p}{m_\odot}e^{m_\odot\tau_\odot}\right) - Ei\left(\frac{p}{m_\odot}\right)\right]}; \quad (8.9)$$

здесь $Ei(x)$ — интегральная показательная функция.

Представим теперь связь между потоками радиации при наличии облачности $F_2^{(n)}$ и безоблачном небе F_2 таким образом:

$$F_2^{(n)} = F_2(1 - c_н n_н - c_с n_с - c_в n_в), \quad (8.10)$$

где $n_н$, $n_с$, $n_в$ — соответственно степень облачности нижнего, среднего и верхнего ярусов. Коэффициенты c могут быть получены из соотношения

$$c = \frac{F_2 - F^{(1)}}{F^{(1)}}, \quad (8.11)$$

где $F^{(1)}$ — суммарная радиация при сплошной облачности данного яруса, которая может быть вычислена по формуле (8.9). Для расчета F_2 предлагается использовать формулу (8.7).

Применяя описанную методику расчетов суммарной радиации, М. Е. Берлянд и Е. П. Новосельцев получили достаточно удовлетворительное соответствие результатов расчетов с дан-

ными наблюдения. Так, например, вычисления дали $c_н \simeq 0{,}8$ для облаков нижнего яруса с характерной для них в летнее время над ЕТС мощностью около 800 *м*. По данным летних наблюдений Н. Н. Калитина также получается $c_н = 0{,}8$.

Коэффициент $c_с$ равен в среднем 0,5. Для коэффициента $c_в$ наблюдается значительная зависимость от высоты солнца:

$$c_в = 0{,}2 \quad \text{при} \quad h_\odot > 20°,$$
$$c_в = 0{,}4 \quad \text{при} \quad h_\odot < 20°.$$

Приведенные выше теоретические формулы имеют важное значение в том отношении, что позволяют проанализировать зависимость коэффициентов c от различных факторов. Так, например, было показано, что величины c практически не зависят от альбедо подстилающей поверхности в летнее время, но заметно изменяются зимой; это соответствует результатам наблюдений. Величины коэффициентов $c_н$ и $c_с$ определяются главным образом мощностью облаков.

Для климатологических расчетов сумм суммарной радиации широкое распространение получили различные эмпирические формулы, число которых весьма значительно. Упомянем здесь только наиболее употребительные формулы.

Чаще всего находит применение формула Савинова—Онгстрема

$$Q = Q_в [1 - (1 - k) n_1], \tag{8.12}$$

где Q и $Q_в$ — действительная и возможная суммы суммарной радиации [1]; $k = Q_1/Q_в$ — эмпирический коэффициент, характеризующий пропускание облаками коротковолновой радиации. Величина n_1 может определяться в общем виде как параметр ясности неба $n_1 = \dfrac{1 - s_1 + n}{2}$. Однако в наиболее распространенном варианте формулы (8.12) принимается $n_1 = n$ (n — средняя степень облачности в долях единицы), поскольку в таком случае не требуется данных о продолжительности солнечного сияния. В ряде исследований использовалось также $n_1 = 1 - s_1$.

Ниже приведены полученные Т. Г. Берлянд значения коэффициентов k для различных широт φ в том случае, когда $n_1 = n$:

$\varphi°$	75	70	65	60	55	50	45	40
k	0,55	0,50	0,45	0,40	0,38	0,36	0,34	0,33
$\varphi°$	35	30	25	20	15	10	5	0
k	0,32	0,32	0,32	0,33	0,33	0,34	0,34	0,35

[1] Для краткости здесь и в дальнейшем значок Σ для обозначения сумм радиации употребляться не будет.

Эти данные были использованы для расчетов географического распределения сумм суммарной радиации.

Ф. Альбрехт показал, что коэффициент k может быть вычислен по соотношению

$$k = f\left(\frac{n}{n_н}\right)\varphi(h_m), \tag{8.13}$$

где h_m — средняя максимальная высота солнца для данного месяца. Функции $f\left(\frac{n}{n_н}\right)$ и $\varphi(h_m)$ имеют следующий вид:

$$f\left(\frac{n}{n_н}\right) = \left(0{,}615 + 0{,}157\frac{n}{n_н}\right), \tag{8.14}$$

причем для $\frac{n}{n_н} > 4$ эта функция сохраняет постоянную величину, равную 1,243;

$$\varphi(h_m) = 0{,}50 + 0{,}14\,\mathrm{th}\left(\frac{h_m - 34{,}5°}{17°}\right). \tag{8.15}$$

Как видно, формулы (8.13) и (8.15) позволяют вычислять коэффициент k по данным об облачности и максимальной высоте солнца. М. С. Аверкиев показал, что такая методика расчетов k и Q дает заниженные суммы радиации в зимнее время года, так как не учитывает влияния альбедо подстилающей поверхности. Последнее может быть учтено, если ввести в формулу (8.12) множитель $\alpha = \frac{1}{1 - A\gamma}$, где $\gamma \simeq 0{,}2 + 0{,}5n$.

В ряде исследований были сделаны попытки дифференцированного учета влияния облачности различных ярусов на приход суммарной радиации, а также принималось во внимание влияние альбедо подстилающей поверхности. Так, например, Аверкиев предложил такую формулу:

$$Q = 0{,}96Q_в\left[1 - k_н\left(\frac{n + n_н}{2}\right)\right]\frac{1}{1 - A\gamma}, \tag{8.16}$$

где $k_н, \gamma$ — эмпирические коэффициенты. Величина γ характеризует долю отраженной радиации, возвращенной из атмосферы обратно на землю. Аверкиев показал, что γ может быть вычислена по формуле

$$\gamma = 0{,}2 + 0{,}5\left(\frac{n + n_н}{2}\right). \tag{8.17}$$

На примере анализа данных наблюдений, относящихся к ЕТС, Аверкиев показал, что формула (8.16) является более точной, чем (8.12), при $n_1 = n$. Следует, однако, отметить, что формула (8.16) является вместе с тем и более сложной, чем (8.12), а также требует большей информации относительно облачности.

Анализ результатов наблюдений показывает, что зависимость суммарной радиации от степени облачности является нелинейной. Поэтому Т. Г. Берлянд предложила такую формулу для расчета сумм суммарной радиации, которую можно считать наиболее надежной,

$$Q = Q_{\text{в}} [1 - (a + bn) n], \tag{8.18}$$

где a и b — постоянные.

Оказалось, что коэффициент b можно было принять постоянным и равным 0,38. Значения коэффициента a для различных широт даны в следующей таблице:

$\varphi°$	0	5	10	15	20	25	30	35	40
a	0,38	0,40	0,40	0,39	0,37	0,35	0,36	0,38	0,38
$\varphi°$	45	50	55	60	65	70	75	80	85
a	0,38	0,40	0,41	0,36	0,25	0,18	0,16	0,15	0,14

Т. Г. Берлянд показала, что использование линейной зависимости суммарной радиации от облачности приводит в летние месяцы, как правило, к занижению расчетных величин, а в зимние месяцы — к завышению.

Наиболее простая формула для расчета суточных и месячных сумм суммарной радиации предложена В. Н. Украинцевым

$$Q = ms + n, \tag{8.19}$$

где s — продолжительность солнечного сияния в часах; m, n — эмпирические коэффициенты.

Сопоставление результатов расчетов по формуле (8.19) с данными наблюдений показало, что коэффициенты m и n зависят от высоты солнца. Поэтому С. И. Сивков предложил вместо (8.19) следующую формулу для вычисления месячных сумм суммарной радиации:

$$Q = 0{,}0049\,(s_m)^{1{,}31} + 10{,}5\,(\sin h_{\text{пд}})^{2{,}1}, \tag{8.20}$$

где s_m — продолжительность солнечного сияния за месяц, $h_{\text{пд}}$ — полуденная высота солнца на 15-е число данного месяца. Эта формула позволяет для широт от 35 до 65° с. ш. определять месячные суммы радиации с ошибкой не более $\pm 10\%$.

§ 3. Основные наблюдаемые закономерности изменчивости сумм суммарной радиации

Ознакомившись с наблюдаемыми закономерностями изменения потока суммарной радиации, а также с методами расчета потоков и сумм суммарной радиации, обратимся теперь к рассмотрению результатов измерений и расчетов сумм суммарной радиации.

1. Суточные суммы суммарной радиации. Как это ясно из результатов, изложенных в § 2 настоящей главы, величины суточных сумм суммарной радиации должны определяться в основном степенью облачности и высотой солнца в течение данных суток. Естественно поэтому, что суточные суммы суммарной радиации при безоблачном небе (возможные суммы) имеют простой годовой ход с максимумом в летние месяцы.

Таблица 120

Возможная суммарная радиация $Q_в$ (*кал/см² · сутки*)

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
90°С	0	0	4	328	720	856	780	424	78	0	0	0
85	0	0	24	336	716	846	771	430	100	0	0	0
80	0	0	69	354	706	828	754	439	140	15	0	0
75	0	18	132	385	690	805	727	455	191	44	0	0
70	1	51	198	430	675	774	700	480	248	90	16	0
65	24	92	264	478	672	751	692	513	311	142	45	8
60	58	142	325	526	684	753	703	550	371	200	85	37
55	102	204	384	569	707	768	722	590	425	257	133	79
50	159	270	438	608	729	780	742	628	474	318	190	131
45	220	340	389	642	746	787	751	662	519	377	256	193
40	290	402	538	668	759	790	772	687	559	433	318	260
35	352	460	580	689	764	788	775	706	596	483	375	320
30	410	509	613	703	763	780	771	716	628	530	430	378
25	463	552	640	710	754	768	760	719	653	572	482	431
20	511	590	663	710	740	750	743	716	673	608	530	484
15	555	624	681	705	721	724	721	709	688	636	572	530
10	595	650	695	698	696	692	694	698	698	661	610	575
5	635	671	704	688	667	656	662	680	701	681	643	618
0	666	688	707	672	635	618	627	660	698	696	672	656
5 Ю	695	704	704	654	602	580	590	634	687	704	698	693
10	722	715	694	631	567	535	550	602	670	705	717	726
15	744	722	679	601	527	491	507	568	648	700	734	753
20	762	726	660	566	485	442	464	531	622	690	746	774
25	776	726	639	527	439	395	416	491	519	679	755	793
30	787	718	611	489	392	348	366	447	558	662	760	810
35	792	701	578	447	343	297	316	398	522	642	760	822
40	792	680	540	401	287	241	265	350	482	616	752	830
45	789	654	499	353	233	180	206	297	439	584	738	832
50	779	622	454	302	178	125	150	241	393	547	720	824
55	762	586	406	245	125	75	98	180	340	507	702	811
60	743	548	353	184	79	32	52	124	280	464	690	804
65	735	505	298	127	36	3	15	75	220	416	685	807
70	742	469	240	74	8	0	1	32	165	375	688	820
75	763	442	187	31	0	0	0	4	115	343	701	838
80	792	420	140	0	0	0	0	0	69	318	721	856
85	811	408	96	0	0	0	0	0	30	303	736	874
90	820	404	56	0	0	0	0	0	2	296	742	886

В табл. 120 приведены результаты выполненных Т. Г. Берлянд расчетов широтного хода возможных суточных сумм суммарной

радиации для различных месяцев года (все данные приведены здесь к МПШ-1956).

Эта таблица отчетливо иллюстрирует особенности годового хода суммарной радиации в разных широтах. Как видно, простая закономерность годового хода в высоких, умеренных и низких широтах (максимум летом) нарушается в экваториальной зоне: понижение прозрачности атмосферы в летние месяцы и малая

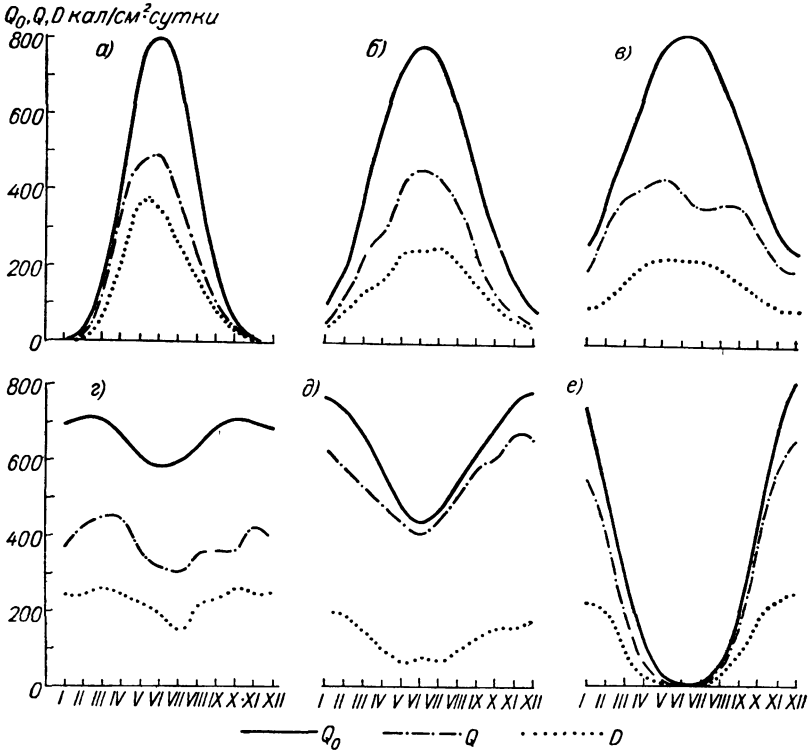


Рис. 125. Годовой ход среднемесячных суточных значений возможных Q_0, действительных Q сумм суммарной и рассеянной D радиации.
а — Диксон, *б* — Москва, *в* — Владивосток, *г* — Леопольдвиль, *д* — Виндхук, *е* — Мирный.

изменчивость высоты солнца в течение года приводят здесь к тому, что максимум прихода суммарной радиации наблюдается зимой. Влияние облачности в большей или меньшей мере видоизменяет характер годового хода суточных сумм суммарной радиации. В большинстве случаев годовой ход средних суточных сумм суммарной радиации для средних условий облачности качественно не отличается от годового хода суточных сумм суммарной радиации в условиях безоблачного неба. Это можно видеть, например, из рис. 125.

Как показывает рисунок, для пунктов, расположенных во внетропической зоне северного полушария, характерен максимум суммарной радиации в июне. Наибольшая амплитуда годового хода имеет место в высоких широтах (о. Диксон). В южном полушарии (Виндхук, Мирный) максимум суммарной радиации приходится на декабрь (лето южного полушария). Интересный

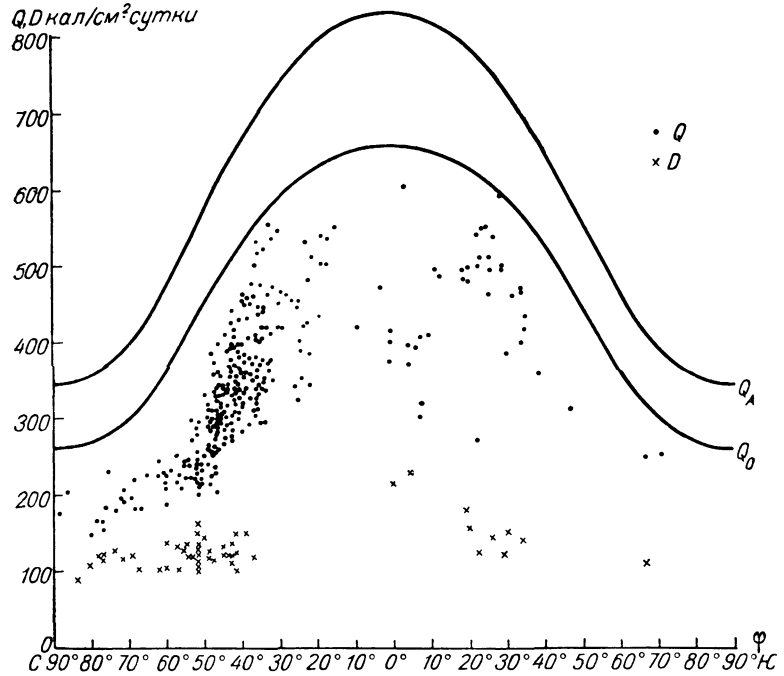


Рис. 126. Широтный ход среднегодовых суточных сумм суммарной и рассеянной радиации.

переходный режим годового хода суммарной радиации наблюдается вблизи экватора (Леопольдвиль). Здесь имеют место два максимума в годовом ходе суммарной радиации, приходящиеся на весну и осень, когда полуденные высоты солнца являются максимальными.

Аномальный годовой ход суммарной радиации наблюдается во Владивостоке, где летом имеет место вторичный минимум в приходе суммарной радиации, обусловленный значительным увеличением облачности в это время года.

На рис. 126, построенном Т. Г. Берлянд, изображены результаты наблюдений, характеризующие широтный ход среднегодовых суточных сумм суммарной Q и рассеянной D радиации. Здесь же приведены соответствующие кривые для возможных

сумм суммарной радиации Q_0 и внеатмосферного прихода солнечной радиации Q_A.

Рисунок 126 показывает, что в диапазоне широт от северного полюса до 55° с. ш. приход суммарной радиации изменяется сравнительно мало. К югу от 55° с. ш. суммы суммарной радиации быстро возрастают, достигая максимальных значений в зоне субтропиков и тропиков, где наблюдается самая большая изменчивость среднегодовых величин для отдельных пунктов (это обусловлено наличием здесь как пустынь, так и областей муссонов). Вблизи экватора наблюдается уменьшение прихода суммарной радиации, обусловленное влиянием облачности. Амплитуда широтного хода среднегодовых суточных сумм суммарной радиации на всем земном шаре составляет 450 *кал/см²·сутки*. Заметим попутно, что, как это видно из рассматриваемого рисунка, широтный ход сумм рассеянной радиации выражен сравнительно слабо.

Сравнение прихода солнечной радиации за пределами атмосферы и возможных сумм суммарной радиации показывает, что за счет рассеяния и поглощения солнечной радиации атмосферой теряется около 20% энергии. Наличие облачности уменьшает приход коротковолновой радиации еще на 20—30%. Таким образом, земная поверхность получает в среднем за год лишь 50—60% солнечной радиации, поступающей за пределами атмосферы.

В § 10 главы V был обсужден вопрос об изменчивости сумм радиации от года к году. В дополнение к приведенным там материалам отметим лишь, что изменчивость прихода суммарной радиации гораздо меньше, чем прямой солнечной. Так, например, во Владивостоке отклонение прихода прямой солнечной радиации от средней многолетней величины составляет ±27%. Поскольку эти колебания прямой солнечной радиации сглаживаются противоположно направленной изменчивостью рассеянной радиации, среднемесячные величины суммарной радиации отклоняются во Владивостоке от нормы только на ±12%. Для Ташкента соответствующие цифры равны ±8 и ±5%. По данным Т. Г. Берлянд, наибольшая изменчивость месячных величин суммарной радиации наблюдается в высоких и умеренных широтах, наименьшая — в тропических и субтропических.

2. Месячные суммы суммарной радиации. Годовой ход суммарной радиации месячных сумм, так же как и среднесуточных сумм, существенно зависит от особенностей годового хода среднемесячной облачности. Поскольку в большинстве случаев минимум облачности в годовом ходе приходится на теплую половину года, то годовой ход месячных сумм суммарной радиации с максимумом, приходящимся на летние месяцы, является наиболее характерным. Иллюстрацией к этому выводу может служить рис. 127, построенный по данным Т. Г. Берлянд. Как видно из приведенного рисунка, максимум в годовом ходе относительных месячных

сумм суммарной радиации на всех рассматриваемых широтах падает на июнь. При этом годовой ход тем более резко выражен, чем севернее расположен пункт наблюдений. Так, например, на крайнем севере во время полярной ночи приход суммарной радиации полностью отсутствует, а в летние месяцы месячные суммы суммарной радиации достигают 20—25% годовых сумм радиации. Наблюдения показывают, что на юге СССР максимум месячных сумм суммарной радиации часто смещается на июль,

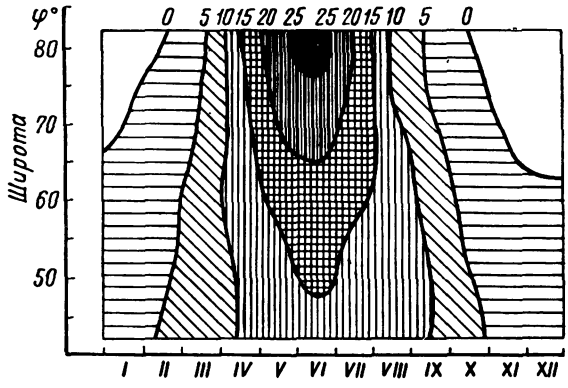


Рис. 127. Изоплеты отношения $\frac{Q_{мес}}{Q_{год}}$ в зависимости от широты и времени года (проценты).

а в муссонных областях — на май. В отдельные годы и в умеренных широтах, и на севере максимальный приход суммарной радиации может наблюдаться и в июле, и в мае. Минимум суммарной радиации почти всегда приходится на декабрь.

Рассмотрим далее некоторые данные, характеризующие соотношение между месячными суммами прямой солнечной рассеянной и суммарной радиации по наблюдениям Б. М. Гальперин в Саратове в 1935—1937 гг. с помощью пиранометра Янишевского (а частично с помощью пиранометра Калитина) (табл. 121).

Как показывает табл. 121, даже в таком южном пункте, как Саратов, где наблюдается значительное количество ясных дней, приход рассеянной радиации составляет большую долю по отношению к приходу суммарной радиации. Это еще раз свидетельствует о большой роли прихода рассеянной радиации, что уже отмечалось в главе VI.

Как было показано выше, приход суммарной радиации при наличии облачности уменьшается по сравнению с приходом при безоблачном небе. Поэтому действительные месячные суммы

Таблица 121

Годовой ход средних месячных сумм прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации (*ккал/см² · месяц*) в Саратове

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$\Sigma S'$	0,81	1,45	3,80	7,96	9,96	10,42	10,62	7,24	5,93	3,33	1,23	0,57
ΣD	2,04	2,81	3,95	4,10	5,56	5,76	5,28	5,37	3,63	2,63	1,66	1,36
ΣQ	2,85	4,26	7,75	12,06	15,52	16,18	15,90	12,61	9,56	5,96	2,89	1,93
$\frac{\Sigma D}{\Sigma S' + \Sigma D}$ %	72	66	51	34	36	36	33	43	38	44	57	71

суммарной радиации оказываются значительно меньше возможных сумм (табл. 122).

Таблица 122

Годовой ход средних месячных действительных и возможных сумм суммарной радиации (*ккал/см² · месяц*) в Павловске, по данным Б. М. Гальперин

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$Q_{\text{мес. возм}}$	1,5	3,9	9,3	14,2	19,8	21,2	22,2	17,3	10,7	5,7	1,8	0,7
$Q_{\text{мес. действ}}$	0,7	2,0	4,9	8,8	13,1	15,8	12,4	10,7	5,9	2,7	0,8	0,3
$\frac{Q_{\text{мес. действ}}}{Q_{\text{мес. возм}}}$	47	51	53	62	66	75	56	62	55	47	44	43

Эта таблица показывает, что в течение ряда зимних месяцев действительные месячные суммы суммарной радиации в Павловске оказываются более чем вдвое меньшими по сравнению с возможными суммами. Несколько меньшее уменьшение действительных месячных сумм суммарной радиации по сравнению с возможными обнаружила Б. М. Гальперин по данным наблюдений в Саратове. В § 2 уже отмечалось, что основным фактором, определяющим соотношение между действительными и возможными суммами суммарной радиации, является степень облачности. Именно из-за большей облачности в Павловске, чем в Саратове, различие между действительным приходом суммарной радиации и возможным в Павловске больше, чем в Саратове.

Очевидно, что месячные суммы суммарной радиации должны существенным образом зависеть от широты. Анализ данных наблюдений показал противоположный ход месячных сумм суммарной радиации в зависимости от широты (от 40 до 80° с. ш.)

в теплую и холодную половину года. Если летом относительный приход суммарной радиации возрастает к северу, то зимой имеет место обратная картина. Такой результат является естественным следствием того, уже отмечавшегося выше факта, что в высоких широтах основная доля годового прихода суммарной радиации падает на летние месяцы, тогда как приход радиации в зимние месяцы составляет лишь малую часть годовой суммы радиации. В низких же широтах приход суммарной радиации в течение года распределяется более равномерно.

Многочисленные наблюдения указывают на исключительно высокое значение сумм суммарной радиации в Арктике и Антарктике. По данным Н. П. Русина, летом коротковолновая радиация в центральных областях Антарктики достигает 30 *ккал/см²·месяц*, т. е. она больше, чем на экваторе в этот период. Даже в среднем за год суммарная радиация примерно такая же, как и на экваторе (годовая сумма составляет 120—130 *ккал/см²*).

Для Арктики характерен меньший (на 30—40%) среднегодовой приход суммарной радиации, причем в центральных районах Антарктики, расположенных на высоте 3—3,5 *км* над ур. м., суммарная радиация примерно в два раза больше, чем в центре Арктики.

По данным М. К. Гавриловой, средний годовой приход суммарной радиации в Арктике уменьшается с широтой. Так, например, в западной части Советской Арктики годовые суммы суммарной радиации уменьшаются примерно от 70 *ккал/см²* близ полярного круга до величин меньше 60 *ккал/см²* на широте 80°. Несколько более высок приход суммарной радиации в Канадской Арктике: около 85 *ккал/см²* у полярного круга и более 70 *ккал/см²* на широте 80°. Однако в летнее время (май—август) месячные суммы суммарной радиации в Арктике больше, чем в умеренных широтах (примерно на 1—3 *ккал/см²·месяц* в Советской Арктике и на 3—4 *ккал/см²·месяц* в Американском секторе Арктики). При этом наибольший приход суммарной радиации наблюдается в центральной части Арктического бассейна.

Существенное различие между приходом коротковолновой радиации в Арктике и Антарктике состоит в совершенно противоположной роли рассеянной радиации. Если в Арктике основной вклад в суммарную радиацию обусловлен рассеянной радиацией (около 74%), то в Антарктике роль ведущей компоненты суммарной радиации принадлежит прямой солнечной радиации, составляющей 60—80%.

3. Сезонные и годовые суммы суммарной радиации. Совершенно очевидно, что, подобно суточным и месячным суммам суммарной радиации, сезонные и годовые суммы определяются прежде всего условиями облачности и высотой солнца в течение сезона или года в данном географическом пункте. Отсюда выте-

кает, что сезонные суммы суммарной радиации должны быть максимальными весной и летом и минимальными осенью и зимой. Естественно также далее, что сезонные и годовые суммы суммарной радиации должны существенным образом зависеть от широты (табл. 123).

Таблица 123

Сезонные и годовые суммы прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации (*ккал/см²*) в различных пунктах СССР, по данным Н. Н. Калитина

Пункт	Радиация	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
Бухта Тихая	$\Sigma S'$	0	7	8	1	16
	ΣD	0	15	23	1	39
	ΣQ	0	22	31	2	55
Бухта Тикси	$\Sigma S'$	0	12	14	1	27
	ΣD	1	18	19	4	42
	ΣQ	1	30	33	5	69
Якутск	$\Sigma S'$	2	20	30	5	57
	ΣD	2	12	14	4	32
	ΣQ	4	32	44	9	89
Павловск	$\Sigma S'$	1	14	22	4	41
	ΣD	2	11	13	4	30
	ΣQ	3	25	35	8	71
Новосибирск	$\Sigma S'$	3	18	28	0	55
	ΣD	4	10	10	5	29
	ΣQ	7	28	38	11	84
Минск	$\Sigma S'$	2	16	22	6	46
	ΣD	4	13	15	6	38
	ΣQ	6	29	37	12	84
Воронеж	$\Sigma S'$	2	16	27	8	53
	ΣD	5	14	15	7	41
	ΣQ	7	30	42	15	94
Евпатория	$\Sigma S'$	2	22	38	15	77
	ΣD	6	15	14	9	44
	ΣQ	8	37	52	24	121
Карадаг	$\Sigma S'$	5	23	37	15	80
	ΣD	6	12	12	7	37
	ΣQ	11	35	49	22	117
Кисловодск	$\Sigma S'$	7	17	27	15	66
	ΣD	10	18	17	8	53
	ΣQ	17	35	44	23	119

Эта таблица позволяет судить о том, насколько весенние и летние суммы суммарной радиации превосходят осенние и зим-

ние суммы. При этом обнаруживается также тот очевидный результат, что по мере продвижения на юг различие между сезонными суммами суммарной радиации все более сглаживается. Сезонные и годовые суммы суммарной радиации в общем возрастают к югу, однако возрастание это не является монотонным. Нетрудно понять, что основной причиной, нарушающей монотонную зависимость прихода суммарной радиации от широты, являются особенности режима облачности в том или ином географическом пункте.

Таблица 123 позволяет также охарактеризовать соотношение между сезонными и годовыми суммами прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации на различных широтах. Зимой во всех пунктах, за исключением Якутска, рассеянная радиация преобладает над прямой солнечной. Для таких северных пунктов, как бухты Тикси и Тихая, в любое время года (и, следовательно, в целом за год) приход рассеянной радиации значительно превосходит приход прямой солнечной радиации (исключение составляет лишь бухта Тихая в осеннее время года). Однако не только на севере, но даже и на юге приход рассеянной радиации составляет большую долю по отношению к общему приходу радиации. Так, например, в Кисловодске доля прихода рассеянной радиации в общей годовой сумме суммарной радиации составляет 44,5%. Наименьший относительный приход рассеянной радиации, равный 24%, имеет место летом в Карадаге. В среднем за год относительная величина рассеянной радиации в Карадаге составляет 32%. Интересно также отметить относительно малую долю рассеянной радиации, составляющую в среднем за год 36%, в таком пункте, как Якутск. Якутск, несмотря на свое сравнительно северное положение, является почти таким же солнечным, как расположенный в южной части Крыма Карадаг.

Однако Якутск представляет исключение из общего правила, так как вообще доля рассеянной радиации в общем приходе радиации увеличивается с возрастанием широты. Выше приводились данные о зависимости среднесуточных и среднемесячных сумм суммарной радиации от широты; сезонные и годовые суммы также зависят от широты.

4. Географическое распределение сезонных и годовых сумм суммарной радиации. Исследование географического распределения сезонных и годовых сумм суммарной радиации стало возможным лишь сравнительно недавно благодаря накоплению достаточного для решения этой задачи материала наблюдений. Наиболее длительные и надежные ряды актинометрических наблюдений имеются для территории СССР. Первая карта географического распределения годовых сумм суммарной радиации по Европейской территории СССР была построена Н. Н. Калитиным. Многолетние исследования Т. Г. Берлянд позволили на основе обобщения материалов мировой актинометрической сети

построить мировые карты географического распределения месячных (за все месяцы) и годовых сумм суммарной радиации. На рис. 128 изображена карта географического распределения на территории континентов среднегодовых суточных сумм суммарной радиации. Эта карта показывает, что среднегодовые суммы в пределах всего земного шара изменяются от 150 до 600 *кал/см²·сутки*. В высоких и умеренных широтах распределение суммарной радиации близко к зональному. Однако в тропических широтах зональность существенно нарушается. Вблизи экватора наблюдается снижение прихода суммарной радиации, обусловленное увеличением облачности. Максимальный годовой приход суммарной радиации наблюдается в области поясов высокого давления северного и южного полушарий. Наивысшая годовая сумма суммарной радиации имеет место в Сахаре (район среднего течения Нила).

Для географического распределения суммарной радиации в зимние месяцы характерно быстрое уменьшение прихода суммарной радиации от умеренных широт к высоким, причем это распределение является в основном зональным. Летняя половина года характеризуется наличием малых градиентов суммарной радиации на обширных пространствах. В период полярного дня приход суммарной радиации в полярных районах значительно больше, чем в области экватора. Отметим, например, что, по данным Н. П. Русина, средние суточные суммы суммарной радиации в Антарктике могут достигать 1000 *кал/см²·сутки*.

Е. П. Барашкова, В. Л. Гаевский, Л. Н. Дьяченко, К. М. Лугина, З. И. Пивоварова детально исследовали закономерности географического распределения суммарной радиации на территории СССР, использовав для этой цели только данные наблюдений. На рис. 129 изображена построенная упомянутыми авторами карта географического распределения годовых сумм радиации. Эта карта отчетливо обнаруживает незональность распределения прихода суммарной радиации: западные районы получают меньше радиации, чем восточные, особенно на Европейской территории СССР. Годовые суммы радиации изменяются от 60—70 *ккал/см²·год* на севере до 150 *ккал/см²·год* на юге Средней Азии. Сравнение с возможными суммами показывает, что действительные суммы составляют наименьшую долю от возможных (52—69%) на северо-западе ЕТС и наибольшую долю (75—88%) в Средней Азии.

5. Суммы суммарной радиации, поглощенной подстилающей поверхностью. Выше был подробно охарактеризован приход к подстилающей поверхности прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации. Ясно, что значительная доля достигающей подстилающей поверхности радиации отражается от нее. Поэтому величины поглощенной естественными подстилающими поверхностями радиации существенно отличаются от величин

приходящей радиации. Насколько велико это различие, можно судить по данным об альбедо различных подстилающих поверхностей, приведенным в главе VII. Далее будет рассмотрен лишь вопрос о географическом распределении сезонных и годовых сумм поглощенной суммарной радиации.

На рис. 130 представлено географическое распределение годовых сумм поглощенной радиации, полученное по данным о суммарной радиации, приведенным на рис. 129. Сравнение обоих

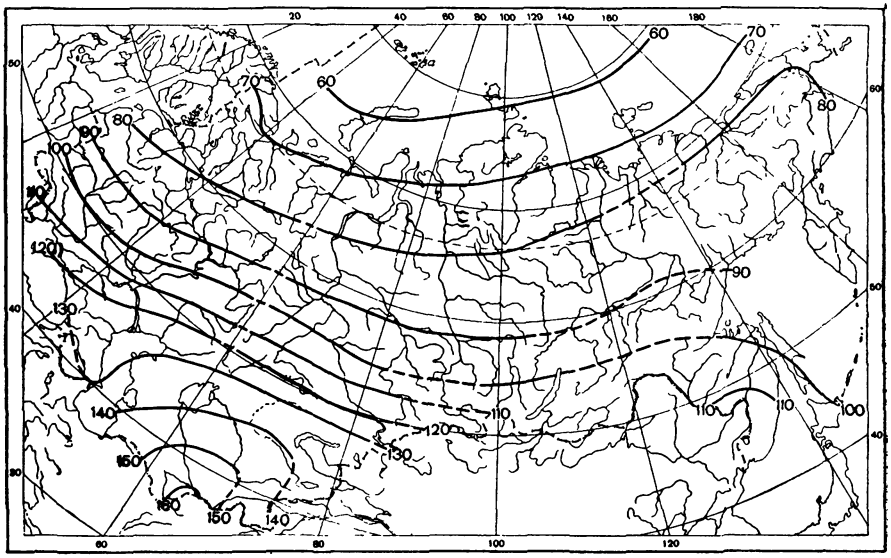


Рис. 129. Географическое распределение годовых сумм суммарной радиации (*ккал/см²*) на территории СССР.

рисунков указывает на сходство географических распределений годовых сумм суммарной и поглощенной радиации. Величины последних изменяются от 40 *ккал/см²·год* на севере до 120 *ккал/см²·год* в Средней Азии. Анализ данных наблюдений показывает, что наибольший вклад в годовые суммы поглощенной радиации вносит июнь, а наименьший — декабрь.

По данным Т. Г. Берлянд и В. В. Мухенберг, построившим карты географического распределения поглощенной радиации для всей поверхности земного шара, годовые суммы поглощенной радиации изменяются от 15 до 150 *ккал/см²*, причем распределение их имеет в основном широтный характер. Минимальные годовые суммы поглощенной радиации (15—30 *ккал/см²*) наблюдаются в Арктике и Антарктике.

Ясно, что подобие полей суммарной и поглощенной радиации может существенно нарушаться в отдельные месяцы и сезоны

в отдельных географических районах. Выше отмечалось, например, что исключительно большие величины суммарной радиации наблюдаются летом в Антарктике. Однако высокое альбедо подстилающей поверхности приводит здесь к тому, что доля поглощенной радиации по отношению к суммарной составляет от 10

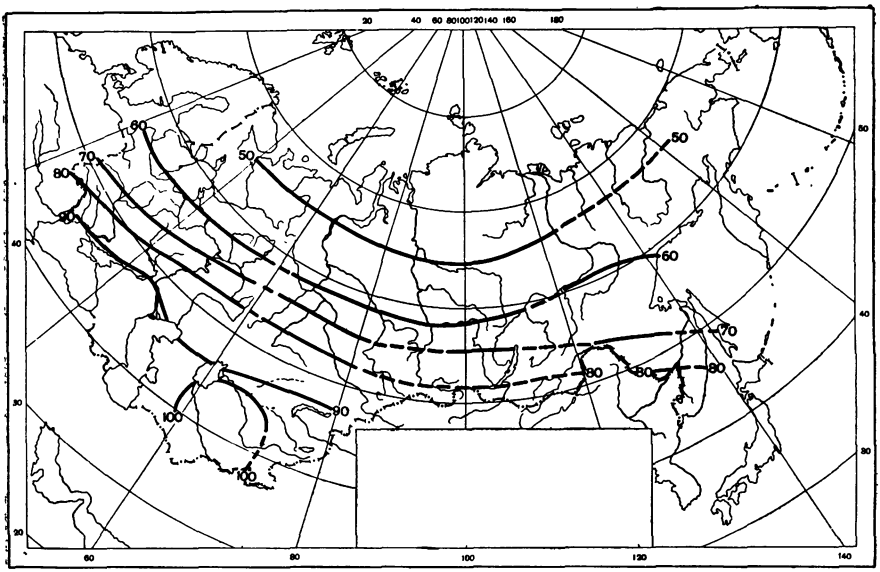


Рис. 130. Географическое распределение годовых сумм поглощенной суммарной радиации (*ккал/см²*) на территории СССР.

до 20%. Поэтому месячные суммы поглощенной радиации не превосходят 4—5 *ккал/см² · месяц*, а годовые суммы составляют около 16—20 *ккал/см² · год*.

§ 4. Приход коротковолновой радиации на различно ориентированные наклонные поверхности

Проблема прихода коротковолновой (рассеянной или суммарной) радиации к наклонным поверхностям представляет значительный интерес в связи с решением разнообразных практических задач в области сельского хозяйства, гелиотехники, строительства и др. Рассмотрим, каковы основные закономерности прихода рассеянной и суммарной радиации к склонам, базируясь на результатах, полученных автором и М. П. Федоровой.

Приход радиации к различно ориентированным наклонным поверхностям зависит от многих факторов: угла наклона и азимута поверхности, высоты солнца над горизонтом, прозрачности

атмосферы, альбедо подстилающей поверхности и закрытости горизонта. Вычислять потоки рассеянной или суммарной радиации на наклонные поверхности в каждом конкретном случае довольно сложно. Задача значительно упрощается, если определены относительные величины потоков радиации, т. е. величины отношения потока на наклонную поверхность к потоку на горизонтальную поверхность, и известны потоки на горизонтальную поверхность. Относительные величины потоков зависят главным образом от ориентации поверхности и высоты солнца. Зависимость же от альбедо подстилающей поверхности и других факторов существенно уменьшается. Однако для крутых склонов и при больших значениях альбедо отраженная радиация может составлять значительную часть в потоке суммарной радиации.

На рис. 131 и 132 представлена зависимость величины отношения потока рассеянной и отраженной радиации на склон ($D_c + r_c$) к потоку рассеянной радиации на горизонтальную поверхность ($D_г$) от угла наклона и ориентации поверхности при безоблачном небе. Наблюдения выполнены при наличии снежного покрова, причем величина альбедо составляла около 60%. На этих же рисунках пунктиром нанесена зависимость относительных потоков от угла наклона и азимута поверхности для летних условий при таких же высотах солнца и при значении альбедо подстилающей поверхности около 20% (буквы С, Ю, В, З указывают ориентировку по странам света). Из сравнения кривых видно, что с увеличением альбедо поверхности относительные потоки рассеянной и отраженной радиации на склоны значительно увеличиваются. Увеличение прихода радиации особенно заметно для крутых склонов.

Сопоставление рис. 131 и 132 показывает также, что относительные величины потоков рассеянной и отраженной радиации уменьшаются с ростом высоты солнца над горизонтом. Это обстоятельство было отмечено ранее Г. П. Богдановичем, который измерял освещенность рассеянным светом различно ориентированных вертикальных поверхностей.

При наличии снежного покрова почти все склоны получают рассеянной радиации больше, чем горизонтальная поверхность.

Зависимость величины отношения $\frac{D_c + r_c}{D_г}$ от угла наклона и азимута поверхности при сплошной облачности и наличии снежного покрова имеет такой же характер, как и в летних условиях при сплошной облачности. Приход радиации на наклонные поверхности практически не зависит от азимута поверхности. На рис. 133 представлены результаты измерений потоков рассеянной и отраженной радиации на склоны при сплошной облачности и альбедо поверхности около 70%. Пунктиром нанесены кривые для теплой половины года (альбедо около 20%) и для такой же высоты солнца. Отраженная от снега радиация заметно

увеличивает относительные величины потоков радиации. С ростом угла наклона поверхности поток отраженной радиации увеличивается и почти компенсирует убывание потока рассеянной радиации, в результате чего величина отношения $\frac{D_c + r_c}{D_г}$ слабо зависит от угла наклона поверхности и близка к 100%.

Для оценки роли отраженной радиации рассчитывались потоки отраженной радиации на склоны и

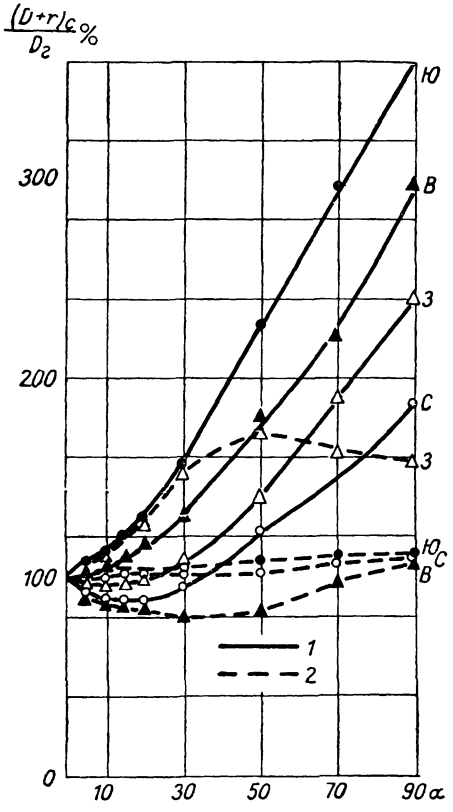


Рис. 131. Зависимость величины относительного потока рассеянной радиации от угла наклона α и ориентации поверхности.

1 — Саблино (Ленинградская обл.), 31 августа 1958 г., ясно, $h_\odot = 26°$, $A = 0{,}59$; *2* — Карадаг (Крым), 15 июля 1956 г., ясно, $h_\odot = 26°$, $A = 0{,}20$.

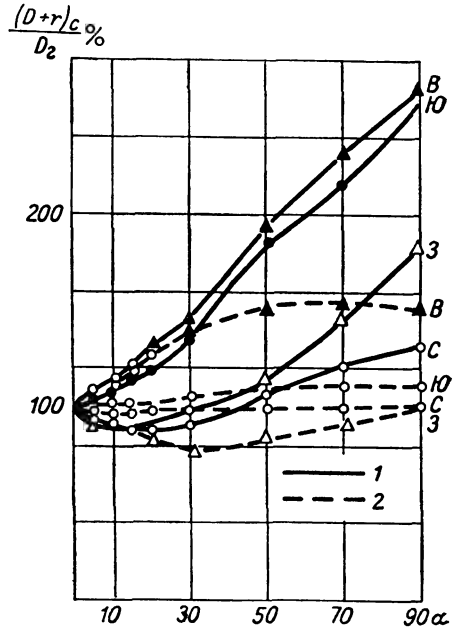


Рис. 132. Зависимость величины относительного потока рассеянной радиации от угла наклона α и ориентации поверхности.

1 — Саблино, 31 августа 1958 г., ясно, $h_\odot = 34°$, $A = 0{,}59$; *2* — Карадаг, 15 июля 1956 г., ясно, $h_\odot = 34°$, $A = 0{,}20$.

определялась доля отраженной радиации в общем потоке рассеянной и отраженной радиации на склон (в процентах). Потоки отраженной радиации r_c вычислялись по формуле для изотропной радиации $r_c = r_г \sin^2 \frac{\alpha}{2}$ ($r_г$ — поток отраженной радиации на гори-

зонтальную поверхность, обращенную вниз; α — угол наклона поверхности). Как было установлено, отражение от снежной поверхности существенно неизотропно. Поэтому расчеты для изотропного приближения позволяют лишь грубо оценить долю отраженной радиации в потоке радиации на наклонную поверхность. Для поверхностей, обращенных в сторону солнца, вследствие наличия зеркального отражения такой расчет даст заниженные значения, а для поверхностей, ориентированных в противоположную сторону, — завышенные.

Насколько существенны могут быть расхождения между точными и приближенными расчетами, видно из табл. 124, в которой

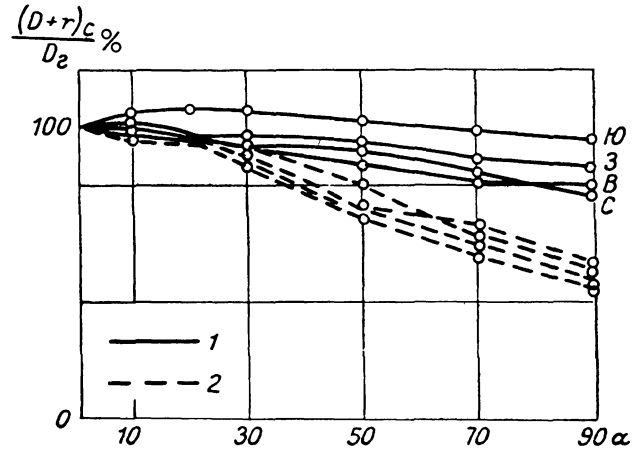


Рис. 133. Зависимость величины относительного потока рассеянной радиации от угла наклона α и ориентации поверхности при сплошной облачности. *1* — Саблино, 15 марта 1958 г., Sc 10 баллов, $h_{\odot}=17°$, $A=0{,}71$; *2* — оз Красавица, 28 октября 1954 г., Sc 10 баллов, $h_{\odot}=16°$, $A=0{,}20$.

приведены величины относительных потоков отраженной радиации на склоны ($r_c/r_г\%$), рассчитанных по измеренному угловому распределению интенсивности отраженной радиации от поверхности снега. В последней графе даны относительные потоки отраженной радиации для изотропного приближения. В скобках указаны расхождения (в процентах) между приближенными и точными величинами. Расчеты показывают, во-первых, что приход отраженной радиации к склону существенно зависит от его ориентации. Во-вторых, для крутых склонов, обращенных в сторону солнца, изотропное приближение дает очень сильно заниженные значения относительных потоков отраженной радиации. Для склонов с азимутом 90 и 270° по отношению к азимуту

Относительные величины потоков отраженной радиации на наклонные поверхности $\left(\frac{r_c}{r_г}\%\right)$, рассчитанных по точной и приближенной формулам для условий безоблачного неба при наличии снежного покрова (снег тающий, зернистый, $A=0{,}50$) и $h_\odot=30°$; 22 марта 1956 г.

Угол наклона, *град*	Азимут ψ (отсчитываемый от азимута солнца), *град*				$\frac{r_c}{r_г}=\sin^2\frac{\alpha}{2}\cdot 100\%$
	0	90	180	270	
30	13,0 (95,5)	5,2 (—22,4)	4,6 (—31,4)	6,0 (—10,5)	6,7
50	35,0 (96,0)	16,8 (—6,2)	13,8 (—22,9)	18,5 (3,4)	17,9
70	60,0 (82,6)	31,7 (—3,6)	25,8 (—21,6)	34,6 (5,2)	32,9
90	83,0 (66,0)	48,0 (—4,0)	40,0 (—20,0)	53,6 (7,2)	50,0

солнца различия невелики. Для склонов, обращенных в сторону, противоположную солнцу, изотропное приближение дает заметно завышенные значения. Результаты приближенных расчетов доли отраженной радиации в рассеянной (в процентах) для зимних и летних условий приведены в табл. 125. Как видно из таблицы, при наличии снежного покрова поток отраженной радиации на крутые склоны больше потока рассеянной радиации.

Для решения ряда практических задач интересно оценить влияние альбедо поверхности на относительные величины потоков суммарной радиации на наклонные поверхности. На рис. 134 приведены кривые зависимости величины относительных потоков суммарной радиации $\frac{S_c+D_c+r_c}{S_г+D_г}$ от угла наклона и ориентации поверхности при безоблачном небе. С ростом альбедо заметно увеличиваются значения относительных потоков суммарной радиации для крутых склонов, обращенных в сторону солнца. Для пологих склонов ($\alpha<30°$) всех ориентаций и для всех склонов, ориентированных в сторону, противоположную солнцу, величина относительного потока суммарной радиации изменяется незначительно.

На рис. 135 представлена зависимость относительных потоков суммарной радиации от угла наклона и азимута поверхности для высоты солнца $h_\odot=30°$, полученная по данным срочных измерений (сплошные кривые) и по данным регистрации (пунктирные

кривые). На рисунке нанесена также зависимость относительных потоков для летних условий при значении альбедо поверхности 0,20. Приведенные кривые также обнаруживают увеличение относительных величин потоков радиации с ростом альбедо. Таким образом, относительные величины потоков суммарной радиации в определенных случаях существенно зависят от альбедо поверхности. На относительные потоки суммарной радиации альбедо,

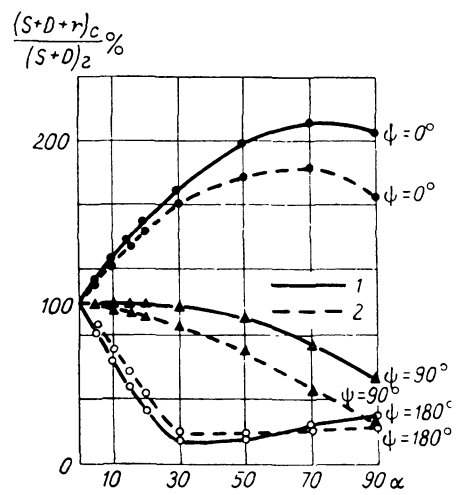


Рис. 134. Зависимость величины относительного потока суммарной радиации от угла наклона α и азимута поверхности ψ (азимут отсчитывается от направления на солнце).

1 — Саблино, 23 марта 1959 г., ясно, $h_{\odot}=28°$, $A=0{,}45$ (снег тающий, зернистый); *2* — Карадаг, 31 июля 1956 г., ясно, $h_{\odot}=28°$, $A=0{,}20$.

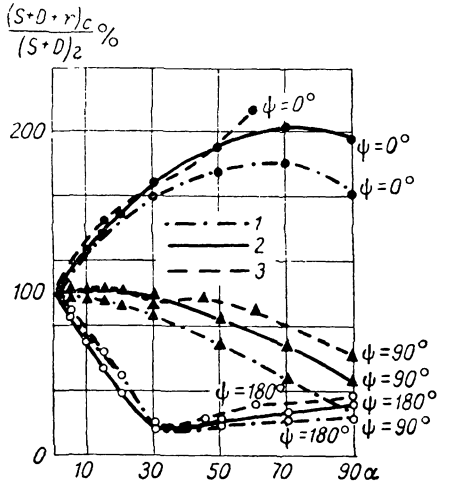


Рис. 135. Зависимость величины относительного потока суммарной радиации от угла наклона α и азимута поверхности ψ.

1 — Карадаг, 19 июля 1956 г., ясно, $h_{\odot}=30°$, $A=0{,}20$; *2* — Саблино, 23 августа 1950 г., ясно, $h_{\odot}=30°$, $A=0{,}46$; *3* — Саблино, 20 марта 1960 г., ясно, $h_{\odot}=30°$, $A=0{,}77$.

естественно, влияет в гораздо меньшей степени, чем на относительные потоки рассеянной радиации.

В табл. 126 даны результаты расчетов доли отраженной радиации в потоках суммарной радиации на наклонные поверхности для летних и зимних условий при безоблачном небе. С ростом альбедо подстилающей поверхности от 0,20 до 0,60 доля отраженной радиации в потоке суммарной радиации для соответствующих поверхностей увеличивается в два-три раза. Однако в потоке суммарной радиации на наклонные поверхности, ориентированные в сторону солнца, отраженная радиация составляет незначительную часть; даже при значении альбедо 0,60 доля отраженной радиации составляет меньше 20%. Заметим, однако, что точный расчет доли отраженной радиации может дать цифры,

Таблица 125

Величины отношения потока отраженной радиации к потоку рассеянной и отраженной радиации на наклонные поверхности ($\frac{r_c}{D_c+r_c}$%) при безоблачном небе, различных значениях альбедо и $h_\odot = 34°$

Угол наклона, *град*	Экспозиция			
	С	Ю	З	В
		$A=0{,}60$		
15	7,3	5,2	6,3	5,9
30	26,8	15,8	21,8	19,4
50	54,7	30,0	46,5	37,2
70	81,4	41,7	63,4	57,0
90	100,0	51,0	76,5	63,4
		$A=0{,}20$		
15	1,9	1,4	1,6	1,7
30	8,2	4,9	6,1	6,5
50	20,2	11,4	15,4	16,4
70	37,0	19,2	26,7	28,2
90	43,0	29,2	40,6	43,0

почти в два раза большие, т. е. в действительности для крутых склонов, обращенных к солнцу ($\alpha>70°$), доля отраженной радиации при $A=0{,}60$ может быть больше 30%. В приходе суммарной радиации на поверхности, ориентированные в сторону, противоположную солнцу, отраженная радиация играет существенную роль и в некоторых случаях составляет главную часть в потоке радиации на наклонную поверхность.

По данным упомянутых выше измерений и регистраций проанализирован дневной ход потоков суммарной радиации для различных наклонных поверхностей, ориентированных по четырем странам света.

На рис. 136, 137 и 138 приведены кривые дневного хода потоков суммарной радиации для различных поверхностей, построенные по данным регистрации. Как видно из рисунков, различия между кривыми дневного хода для склонов и для горизонтальной поверхности весьма существенны как для пологих, так и для крутых склонов. На широте 60° при наличии снежного покрова все южные поверхности в течение дня получают суммарной радиации значительно больше, чем горизонтальная поверхность.

Регистрация дневного хода суммарной радиации на различных поверхностях в дни со сплошной облачностью показала, что все поверхности с одинаковым углом наклона получают почти

Величины отношения (%) потока отраженной радиации к потоку суммарной радиации на наклонные поверхности при различных значениях альбедо поверхности

α°	$h_\odot = 12°$, $A = 0{,}65$ (⊙ на ЗЮЗ)				$h_\odot = 28°$. A = 0,64 (⊙ на ЮЮВ)				$h_\odot = 35°$, A = 0,60 (⊙ на Ю)			
	ψ											
	С	Ю	З	В	С	Ю	З	В	С	Ю	З	В
15	2,4	0,8	0,6	3,7	1,9	0,8	1,2	1,0	1,6	0,8	1,1	1,0
30	14,8	2,3	1,7	14,8	20,5	2,7	5,7	3,8	13,9	2,6	5,3	3,7
50	29,8	5,0	3,4	32,4	49,0	6,2	21,5	10,5	50,8	6,2	19,7	10,2
70	39,0	8,4	5,5	52,2	80,6	10,9	53,3	20,9	74,2	11,0	65,6	20,7
90	59,0	12,9	8,0	68,3	91,0	17,4	68,2	39,0	99,0	17,4	75,0	39,2

α°	$h_\odot = 10°$, $A = 0{,}46$			$h_\odot = 28°$, $A = 0{,}40$			$\psi_\odot = 267°$, $h_\odot = 28°$, $A = 0{,}20$				$\psi_\odot = 102°$, $h_\odot = 34°$, $A = 0{,}20$			
	ψ													
	0°	90°	180°	0°	90°	180°	С	Ю	З	В	С	Ю	З	В
15	0,4	0,7	2,0	0,5	0,7	1,4	0,3	0,3	0,2	0,6	0,4	0,3	0,5	0,3
30	1,1	2,7	8,6	1,6	2,7	16,4	1,5	1,5	0,8	6,7	1,8	1,3	5,2	0,9
50	2,3	8,0	22,7	3,7	7,8	38,0	4,8	4,7	1,9	17,5	7,2	3,8	19,2	2,2
70	3,8	13,3	36,6	6,4	18,0	53,0	13,4	12,2	3,5	27,8	30,8	8,8	32,8	4,3
90	5,7	22,7	54,4	10,0	37,6	67,0	37,5	33,4	6,0	43,0	47,0	19,2	41,6	7,4

Примечание. Азимут поверхности в градусах отсчитывался от азимута солнца.

одинаковое количество радиации за день. При частичной облачности приход радиации к склонам зависит не только от степени и характера облачности, но и очень существенно от распределения облаков по небосводу.

Путем планиметрирования кривых дневного хода суммарной радиации определялись дневные суммы и вычислялись относительные величины дневных сумм суммарной радиации для различных поверхностей. Результаты расчетов для безоблачных дней при наличии снежного покрова приведены в табл. 127. Суммы радиации вычислены для четырех безоблачных дней и четырех дней со сплошной облачностью (табл. 128). Как можно видеть из табл. 127, относительные величины сумм суммарной радиации для условий безоблачного неба довольно заметно меняются ото

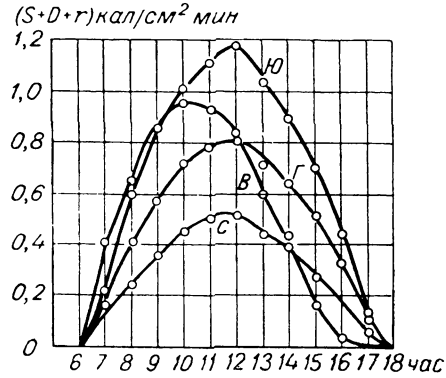


Рис. 136. Дневной ход потоков суммарной радиации для склонов крутизной 15°, ориентированных по странам света. Саблино, 22 марта 1960 г., ясно, $A=0{,}77$.

Ю — южный склон, *В* — восточный склон, *С* — северный склон, *Г* — горизонтальная поверхность.

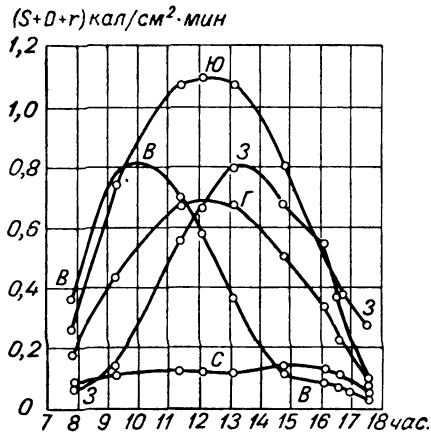


Рис. 137. Дневной ход потоков суммарной радиации для склонов крутизной 30°, ориентированных по странам света. Саблино, 23 марта 1959 г., ясно, $A=0{,}45$..

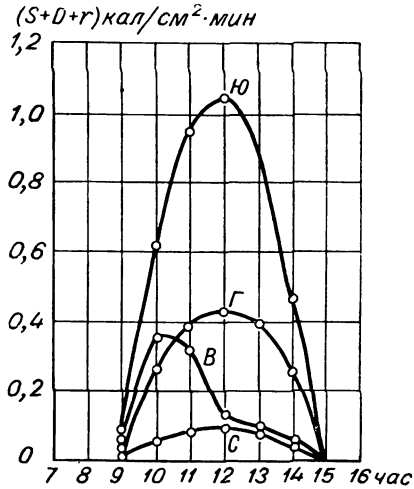


Рис. 138. Дневной ход потоков суммарной радиации для склонов крутизной 75°, ориентированных по странам света. Саблино, 11 декабря 1959 г., ясно, $A=0{,}97$.

Таблица 127

Дневные суммы суммарной радиации (*кал/см² · день*) при безоблачном небе и наличии снежного покрова

	α°	11 XII 1959 г. $A = 0{,}97$		22 III 1960 г. $A = 0{,}75$		26 III 1960 г. $A = 0{,}70$		4 IV 1960 г. $A = 0{,}08$	
		Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$	Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$	Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$	Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$
		ψ							
		108,2		316,7		384,8		340,8	
С	15	—	—	212,5	0,67	260,0	0,67	312,8	0,92
	30	—	—	41,0	0,13	100,0	0,26	149,0	0,44
	45	77,7	0,72	66,6	0,21	102,0	0,26	126,5	0,37
	60	59,2	0,55	100,0	0,32	116,1	0,30	130,8	0,41
	75	21,7	0,20	—	—	—	—	—	—
	90	—	—	131,6	0,42	133,0	0,35	169,4	0,50
В	15	—	—	369,0	1,17	381,8	0,99	404,0	1,19
	30	—	—	288,1	0,91	347,5	0,90	350,4	1,03
	45	43,8	0,40	408,0	1,29	380,0	0,99	476,0	1,40
	60	62,0	0,57	400,8	1,26	415,5	1,08	373,7	1,09
	75	62,5	0,58	—	—	—	—	—	—
	90	—	—	357,7	1,13	328,8	0,99	356,9	1,05
Ю	15	—	—	489,0	1,54	489,7	1,27	538,5	1,58
	30	—	—	—	—	—	—	555,7	1,63
	45	201,3	1,86	611,9	1,93	611,0	1,59	543,0	1,59
	60	218,0	2,02	715,0	2,96	704,0	1,83	726,3	2,14
	75	256,8	2,37	—	—	—	—	—	—
	90	—	—	—	—	—	—	550,3	1,62
З	60	127,0	1,17	361,2	1,14	357,5	0,93	481,0	1,41
	90	—	—	424,0	1,34	429,0	1,12	545,0	1,60

Примечание. $\Sigma_г$ — сумма на горизонтальной поверхности, Σ_c — сумма на склоне.

дня ко дню. В таблице приведены расчеты для четырех дней различных месяцев (декабрь, март, апрель), поэтому изменения относительных величин сумм суммарной радиации могли быть вызваны не только различным значением альбедо снега, но и изменением угла падения солнечных лучей на наклонные поверхности.

Можно отметить, что для северных склонов относительные суммы с увеличением угла наклона сначала уменьшаются, а затем снова увеличиваются. Относительные величины дневных сумм суммарной радиации для восточных поверхностей с изменением угла наклона меняются незначительно. Для южных поверхностей наблюдается увеличение относительных сумм с ростом крутизны склона.

При сплошной облачности (табл. 128) различия между относительными суммами суммарной радиации для разных дней

Таблица 128

Дневные суммы суммарной радиации (*кал/см² · день*) при сплошной облачности и наличии снежного покрова

	α°	28 XI 1959 г. 10/10 St $A = 0{,}80$		12 XII 1959 г. 10/10 St $A = 0{,}80$		18 XII 1959 г. 10/10 St $A = 0{,}90$		15 III 1960 г. 10/10 St $A = 0{,}75$	
		Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$	Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$	Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$	Σ_c	$\Sigma_c/\Sigma_г$
		ψ							
		19,3		19,7		18,6		79,9	
С	45	16,3	0,84	16,7	0,85	15,7	0,84	67,5	0,85
	60	12,4	0,64	12,7	0,64	12,0	0,64	52,3	0,65
	75	12,8	0,66	13,1	0,66	12,4	0,67	66,3	0,83
В	45	21,2	1,10	21,7	1,10	20,4	1,10	82,6	1,04
	60	16,9	0,88	17,3	0,88	16,3	0,88	70,0	0,88
	75	16,3	0,84	16,7	0,85	15,7	0,84	67,5	0,85
Ю	45	19,4	1,00	19,8	1,00	18,7	1,00	80,3	1,00
	60	19,1	0,99	19,5	0,99	18,4	0,99	79,0	0,99
	75	15,4	0,80	15,8	0,80	14,9	0,80	63,8	0,80
З	60	15,7	0,81	16,1	0,82	15,2	0,82	65,0	0,81

невелики. Наблюдается уменьшение относительных сумм с увеличением угла наклона поверхностей. Для более детального выяснения зависимости относительных величин дневных сумм суммарной радиации от ориентации поверхности альбедо подстилающей поверхности и степени облачности полученного экспериментального материала недостаточно.

Рассмотренные выше измерения и расчеты потоков рассеянной и суммарной радиации на наклонные поверхности показывают, что относительные величины этих потоков существенно зависят от альбедо подстилающей поверхности и могут значительно различаться для летних и зимних условий. Поэтому для определения относительных величин потоков радиации на различно ориентированные наклонные поверхности при наличии снежного покрова необходимо построить эмпирические кривые зависимости величин относительных потоков от угла наклона и азимута поверхности и высоты солнца. Построение подобных эмпирических графиков требует дальнейшего накопления результатов наблюдений.

§ 5. Приход суммарной радиации под растительными покровами

Исследование закономерностей прихода суммарной радиации под растительными покровами представляет значительный интерес в связи с проблемой жизнедеятельности растений.

Лучистая энергия является одним из важнейших факторов внешней среды, определяющих закономерности жизнедеятель-

ности. Не останавливаясь здесь на вопросах физиологии растений, приведем далее лишь некоторые результаты наблюдений над приходом суммарной радиации под различными растительными покровами.

1. Травостой. Естественно, что затенение поверхности почвы под растительными покровами обусловливает значительное уменьшение прихода суммарной радиации по сравнению с приходом на открытую поверхность. Это можно видеть, например, из

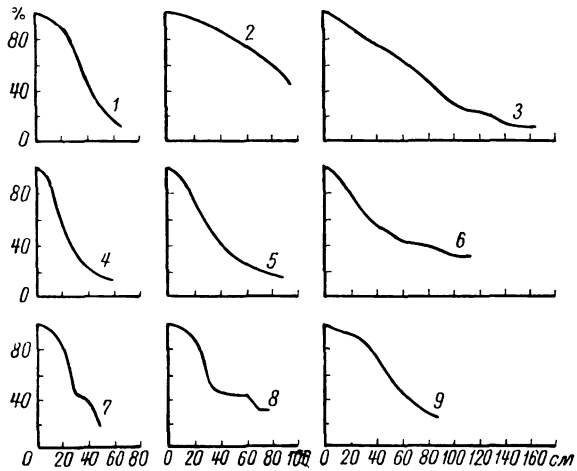


Рис. 139. Проникновение радиации в глубь травостоя (проценты от падающей на поверхность травостоя радиации).

1 — соя, *2* — овес, *3* — земляная груша, *4* — картофель, *5* — просо, *6* — подсолнечник, *7* — свекла, *8* — сафлор, *9* — конские бобы.

рис. 139, на котором изображены кривые, характеризующие проникновение радиации в глубь травостоя различных сельскохозяйственных культур по данным наблюдений А. А. Кудрявцевой. По оси ординат отложены величины отношения потоков радиации на горизонтальную поверхность на некоторой глубине внутри травостоя и над травостоем; по оси абсцисс — расстояние (*см*) от поверхности травостоя до приемной поверхности прибора, помещенного внутрь травостоя. Максимальная абсцисса каждой из кривых соответствует высоте травостоя. Наблюдения производились с помощью термоэлектрического пиранометра в пасмурную погоду (при отсутствии прямой солнечной радиации). Как видно из рис. 139, закономерности уменьшения прихода радиации по мере углубления внутрь травостоя различны для разных растительных покровов. В случае таких травостоев, как соя,

картофель, свекла наблюдается резкий спад прихода радиации по мере углубления внутрь травостоя. Для травостоев земляной груши и подсолнечника характерно, наоборот, медленное убывание прихода радиации с увеличением глубины погружения. Обращает на себя внимание также тот факт, что доля радиации, доходящей до поверхности почвы, существенно изменяется в зависимости от вида травостоя. Если до поверхности почвы под травостоями сои, картофеля, проса, земляной груши доходит только около 10% падающей на поверхность травостоя радиации, то, например, в случае овса доля подстилающей поверхности почвы радиации увеличивается до 40%.

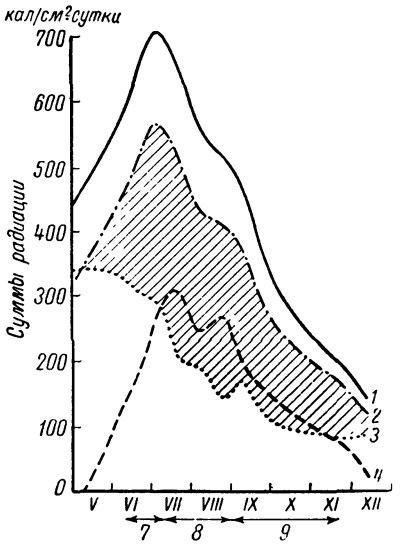


Рис. 140. Изменение суточных сумм составляющих радиационного баланса хлопчатника в течение вегетационного периода.

Е. А. Лопухин детально исследовал основные закономерности распределения суммарной радиации среди хлопчатника и люцерны и изучил не только проникновение прямой солнечной и рассеянной радиации в глубь хлопчатника, но также и поглощение радиации хлопчатником, что очень важно для понимания особенности жизнедеятельности последнего в связи с приходом лучистой энергии, как фактора внешней среды.

На рис. 140 изображено изменение суточных сумм составляющих радиационного баланса хлопчатника в течение периода вегетации по данным измерений Е. А. Лопухина с помощью пиранометров. Кривая *1* характеризует изменение суточных сумм суммарной радиации, кривая *2* — изменение суточных сумм отраженной хлопковым полем радиации. Кривая *3* определяет изменение в течение периода вегетации суточных сумм суммарной радиации, поглощенной почвой под хлопчатником. Последние величины определялись как разность прихода солнечной радиации на поверхность почвы под хлопчатником и отраженной поверхностью почвы суммарной радиации. Наконец, кривая *4*, ординаты которой представляют собой разности ординат кривых *2* и *3*, позволяет охарактеризовать изменение суточных сумм радиации, поглощенной хлопчатником. Заштрихованная площадь на рис. 140 определяет общую величину поглощенной хлопчатником радиации за вегетационный период. В нижней части рассматриваемого

рисунка цифрами *7*, *8* и *9* отмечены отдельные периоды вегетации хлопчатника (*7* — бутонизация; *8* — цветение; *9* — созревание).

Рисунок 140 позволяет наглядно проанализировать изменение составляющих радиационного режима хлопчатника в течение всего вегетационного периода. Как видно из этого рисунка, величина радиации, поглощенной почвой под хлопчатником (а следовательно, и проникновение суммарной радиации внутрь растительного покрова), почти монотонно уменьшается по мере развития и созревания хлопчатника. Величины же поглощения радиации хлопчатником изменяются приблизительно параллельно приходу суммарной радиации. Однако максимум поглощенной растительным покровом хлопка радиации значительно смещен по отношению к максимуму прихода суммарной радиации. Заметим, что минимум кривой *4*, приходящийся на первые числа августа, обусловлен случайными обстоятельствами (хлопчатник был поражен паутинным клещиком). В нормальных условиях такой минимум должен отсутствовать; наоборот, в период цветения наблюдается максимум поглощенной радиации.

Анализируя соотношение между кривыми *3* и *4*, мы видим, что в начальный период вегетации хлопчатника поглощение радиации почвой преобладает над поглощением радиации хлопчатником. Начиная же с периода цветения радиация, наоборот, поглощается преимущественно хлопчатником. По этой причине фитоклимат хлопкового поля разделяют на два периода: до цветения и после цветения.

Для характеристики основных количественных соотношений, характеризующих радиационный режим хлопчатника, можно привести средние величины, полученные Е. А. Лопухиным путем осреднения данных наблюдений за два года. В среднем растительный покров хлопчатника и почвы под хлопчатником отражают 20% падающей суммарной радиации. Остальные 80% суммарной радиации поглощаются подстилающей поверхностью, причем из этих 80% на долю поверхности почвы приходится 43%, а растительный покров хлопчатника поглощает 37% суммарной радиации. Как показал Лопухин, основная доля лучистой энергии, поглощаемой хлопчатником, расходуется на испарение. Лишь сравнительно небольшое количество лучистой энергии реализуется в процессе фотосинтеза. По данным О. А. Геодакяна, коэффициент использования солнечной лучистой энергии на фотосинтез изменяется от 1 до 2,5%.

Естественно, что главной причиной, обусловливающей уменьшение прихода радиации к почве под хлопчатником, является увеличение по мере развития растительности степени затенения поверхности почвы хлопчатником. Специальные измерения степени затенения N, произведенные Лопухиным, показали, что в течение вегетационного периода эта величина возрастает от нескольких сотых (в период бутонизации) до 0,7—0,8

(в конце цветения и начале созревания), причем к концу периода созревания наблюдается некоторое уменьшение степени затенения. Заметим, что степень затенения определялась путем отсчета числа затененных меток из общего количества 50 меток, нанесенных через одинаковые промежутки (около 5 *см*) на окрашенную в белый цвет рейку, уложенную под хлопчатником. Такие промеры производились при десяти различных ориентациях рейки по радиальным направлениям. Величина степени затенения N может быть найдена как отношение среднего числа затененных меток к общему числу меток, нанесенных на рейку.

Для исследования особенностей фитоклимата растительных покровов большой интерес представляет изучение не только интегральных, но также и спектральных характеристик составляющих радиационного баланса. Интересные наблюдения в этом направлении были выполнены Лопухиным для хлопкового и люцернового полей. В табл. 129 приведены полученные Лопухиным относительные величины потоков радиации различных участков спектра, проникающей к почве и поглощенной хлопчатником в разные периоды вегетации.

Таблица 129

Относительные величины проникающей к почве и поглощенной хлопчатником радиации различных участков спектра (процент по отношению к потоку суммарной радиации над растительным покровом в соответствующих участках спектра)

Со тавляющие радиационного балан а	Бутонизация		Цветение			Созревание			
	21 VI	1 VII	15 VII	1 VIII	15 VIII	1 IX	15 IX	1 X	15 X
Радиация, поглощенная хлопчатником									
Общая	15	12	28	46	54	58	55	48	47
Синяя (0,469 μ)	16	19	28	64	72	75	76	69	65
Зеленая (0,532 μ)	8	9	22	59	68	72	71	63	60
Красная (0,642 μ)	18	20	28	64	69	74	74	66	62
Инфракрасная (1,040 μ)	—	3	11	22	26	30	27	24	23
Радиация, проникающая к почве									
Общая	93	84	64	44	33	30	31	40	43
Синяя (0,469 μ)	83	80	71	35	25	22	22	29	34
Зеленая (0,532 μ)	91	89	75	38	26	22	23	32	36
Красная (0,642 μ)	78	76	70	34	28	22	23	31	35
Инфракрасная (1,040 μ)	—	88	72	55	46	38	41	49	59

Рассмотрение этой таблицы обнаруживает отчетливую избирательность травостоя хлопка в отношении пропускания и поглощения радиации, изменяющуюся в течение всего периода

вегетации. Так, например, соотношение между поглощаемой хлопчатником радиацией зеленого и красного участков спектра существенно изменяется в течение всего периода вегетации. Если в начале периода бутонизации поглощательная способность хлопчатника по отношению к радиации красного участка спектра более чем вдвое превышает поглощательную способность для зеленых лучей, то к концу периода созревания величины поглощательной способности для двух указанных участков спектра становятся практически одинаковыми. Вообще по мере развития хлопчатника избирательность поглощения им радиации постепенно уменьшается. Лишь поглощательная способность для инфракрасных лучей даже в конце периода созревания примерно втрое меньше, чем поглощательная способность для всех остальных участков спектра.

Несколько менее проявляется избирательность пропускания радиации хлопчатником. Существенно, однако, отметить, что по мере развития хлопчатника не наблюдается уменьшение избирательности.

Совершенно естественно, что избирательность поглощения и пропускания радиации хлопчатником в значительной мере обусловлена избирательностью оптических свойств листьев и других элементов куста хлопчатника. В связи с этим большой интерес приобретает вопрос о радиационных свойствах листьев хлопчатника и вообще различных других растений.

2. Отражение, пропускание и поглощение солнечной радиации листьями растений. Наблюдения показывают, что листья различных растений являются, как правило, полупрозрачными. Поэтому поток лучистой энергии, падающей на поверхность листьев, не только частично отражается поверхностью листа и частично поглощается толщей листа, но также и частично пропускается листом. Определение величин отражения, пропускания и поглощения коротковолновой лучистой энергии (прямой солнечной и рассеянной радиации) листьями производилось многими исследователями.

Методика измерений, применявшаяся в подобных исследованиях, была различной. Так, например, Н. И. Макаревский определял величины альбедо листьев по данным измерений с помощью пиранометра Н. Н. Калитина альбедо площадки размером 3 $м^2$, покрытой только что сорванными листьями. Величины пропускания листьями солнечной радиации определялись по отсчетам показаний пиранометра с незакрытым и закрытым стеклянным колпаком листом исследуемого растения (при этих измерениях листья растений всегда укладывались на стеклянный колпак пиранометра верхней поверхностью наружу).

Измерив отражение A и пропускание P листьев, можно их поглощательную способность a найти как остаточный член в соотношении $A+P+a=1$. Н. Н. Калитиным была разработана

методика измерений отражения и пропускания радиации отдельными листьями растений с помощью прибора, представляющего собой несколько видоизмененный пиранометр Ю. Д. Янишевского. В этом приборе приемником служил селеновый фотоэлемент. В работах Е. А. Лопухина для исследования радиационных свойств листьев применялся светомерный шар.

Для характеристики результатов измерений отражения, пропускания и поглощения листьями различных растений интегрального потока суммарной радиации в табл. 130 приведены данные наблюдений Н. И. Макаревского. Как видно из этой таблицы, во всех рассматриваемых случаях величины отражения и пропускания отличаются сравнительно мало. Поглощательная же способность значительно превосходит (примерно вдвое) отражательную и пропускательную способность листьев.

Таблица 130

Отражение, пропускание и поглощение интегрального потока солнечной радиации (%) листьями различных растений

Растения	Отражение	Пропускание	Поглощение	Характеристика листа
Бузина	22	27	51	Темновато-зеленый
Жасмин	24	29	47	Зеленый
Капуста	25	24	51	Зеленый, тонкий, молодой
Капуста	23	21	56	Зеленый
Капуста	27	—	—	Светло-зеленый
Капуста	—	31	—	Белый, тонкий
Капуста	30	24	46	Белый
Капуста	—	25	—	Желто-багровый
Капуста	27	18	55	Темно-красный
Клен	24	29	47	Зеленый
Клен	25	34	41	Желто-зеленый
Клен	27	38	35	Желто-коричневый
Конский щавель	23	28	49	Зеленый
Лопух	23	24	53	„
Мать-мачеха	24	28	48	„
Мать-мачеха	24	27	49	„
Огурцы	23	28	52	„
Ревень	22	24	54	„
Свекла сахарная	24	28	48	„

Данные табл. 130 свидетельствуют о том, что радиационные свойства листьев зависят от возраста и развития последних, а также изменяются в зависимости от цвета и состояния поверхности листа. Так, например, изменения величины пропускания радиации листьями капусты, обусловленные этими факторами, достигают 70%. Пропускательная способность темно-красного

листа капусты составляет всего лишь 18%, а в случае тонкого белого листа достигает 31%.

Наблюдения Н. Н. Калитина, а также данные табл. 130 (см. измерения для листьев клена) показывают, что осенние пожелтевшие листья по своим радиационным свойствам коренным образом отличаются от летних зеленых листьев. Для последних характерно сравнительно малое отражение и пропускание и большое поглощение. Пожелтевшие осенние листья, наоборот, сравнительно мало поглощают, но отражают и пропускают солнечную радиацию весьма интенсивно. Отличительной особенностью некоторых южных растений, обладающих плотными листьями, является очень малое пропускание листьев. Так, например, листья магнолии пропускают всего 4% солнечной радиации, падающей на их поверхность.

Существенное влияние на радиационные свойства листьев оказывает влагосодержание последних. По данным наблюдений А. Онгстрема, листья, содержащие большой запас влаги, сравнительно слабо отражают и пропускают, но сильно поглощают радиацию. При недостатке влаги отражение и пропускание их значительно возрастает, а поглощательная способность соответственно уменьшается.

Определение величины отражения, пропускания и поглощения радиации листьями растений в различных участках спектра обнаружило избирательность радиационных свойств листьев. В главе VII уже приводились данные о спектральном альбедо растительности.

Детальное исследование спектральных радиационных свойств листьев и других органов растений выполнил Е. А. Лопухин, применявший для выделения радиации различных участков спектра стеклянные светофильтры. В табл. 131 приводятся некоторые результаты измерений Лопухина для листьев хлопчатника сорта 0—460, обращенных верхней поверхностью к солнцу.

Рассмотрение данных табл. 131 обнаруживает наличие существенной избирательности спектральных радиационных свойств листьев хлопчатника, а также зависимости этих свойств от фазы вегетации (состояния поверхности листа). Лопухин подразделяет все исследованные им листы хлопчатника по характеру спектральной поглощательной способности на три группы.

К первой группе относятся зеленые листья, для которых характерно наиболее интенсивное поглощение синих ($\lambda_{эфф}$ = =0,469 μ) и фиолетовых ($\lambda_{эфф}$=0,392 μ) лучей и весьма слабое поглощение инфракрасных ($\lambda_{эфф}$=1,040 μ) лучей.

Вторую группу составляют желтые и бурые листья, отличающиеся от зеленых листьев более плавным и монотонным уменьшением поглощательной способности с возрастанием длины волны. Желтые листья имеют гораздо более низкую, чем зеленые листья, поглощательную способность в видимой области

Таблица 131

Спектральные радиационные свойства хлопчатника

$\lambda_{эфф}$ μ	Характеристика листа							
	зеленый семядольный		зеленый молодой 2-дневный	зеленый 3-й сверху по главному стеблю	побуревший 3-й сверху	желтый 13-14-й сверху	желтый 14-й сверху с зелеными и красными пятнами	14-й сверху с желтыми, зелеными и красными пятнами
	до цветения	цветение			конец созревания			
	число серий							
	4	1	7	6	4	4	2	1
	Отражение							
0,392	5,4	4,4	4,8	5,5	7,4	8,2	11,6	14,0
0,469	9,9	12,1	8,8	9,6	8,3	13,2	17,2	13,2
0,532	16,6	21,2	13,1	14,7	9,7	33,6	33,7	23,6
0,642	12,2	13,5	10,2	11,3	13,0	36,4	39,1	32,4
0,737	31,7	26,2	21,9	26,7	29,4	44,2	43,8	42,8
1,040	50,6	47,7	38,3	47,3	49,6	48,9	48,5	46,6
	Пропускание							
0,392	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,469	0,3	0,2	2,3	0,7	0,6	1,8	1,9	1,2
0,532	5,5	7,9	18,1	7,7	4,5	19,8	19,9	14,5
0,642	2,5	1,8	12,2	4,0	4,8	22,0	19,4	17,6
0,737	15,9	14,0	26,9	15,7	21,6	27,8	28,0	27,0
1,040	38,1	31,7	49,3	37,5	36,0	36,6	38,2	39,2
	Поглощение							
0,392	94,6	95,6	95,2	94,5	92,6	91,8	88,4	86,0
0,469	89,8	87,7	88,9	89,7	91,1	85,0	80,9	85,6
0,532	77,9	70,9	68,8	77,6	85,8	46,6	46,4	61,9
0,642	85,3	84,9	77,6	84,7	82,2	41,6	41,5	50,0
0,737	52,4	59,8	51,2	57,6	49,0	28,0	28,2	30,2
1,040	11,3	20,6	12,4	15,2	14,4	14,5	13,3	14,2

спектра. Бурые листья обладают повышенной поглощательной способностью в желто-зеленых лучах.

К третьей группе следует отнести пятнистые листья. Поглощательные свойства этих листьев сравнительно мало отличаются от поглощательных свойств желтых листьев и характеризуются плавным уменьшением поглощательной способности с возрастанием длины волны.

Характерной отличительной особенностью всех данных измерений поглощательной способности, приведенных в табл. 131, является наличие значительного уменьшения поглощательной

способности в красном и инфракрасном участках спектра. Такие же результаты были получены Лопухиным и по данным измерений поглощательной способности зеленых листьев люцерны и красных лепестков мака. С другой стороны, во всех случаях наблюдалось возрастание отражения и пропускания листьев с увеличением длины волны.

Для изучения различных проблем физиологии растений весьма важно уметь теоретически рассчитать величину поглощаемой листьями коротковолновой радиации на основе использования данных обычных актинометрических измерений. Совершенно ясно, что решение такой задачи сводится к расчету поглощения суммарной радиации произвольно ориентированной наклонной поверхностью. Поэтому для определения суммарной радиации, поглощаемой листьями, могут быть применены рассмотренные в главе V методы расчета прихода прямой солнечной радиации к произвольно ориентированной наклонной поверхности. С этой целью Лопухин разработал также значительно более простой полуэмпирический метод расчета суммарной радиации, поглощаемой листьями растений, и применил его для определения суммарной радиации, поглощаемой листьями хлопчатника. Для вычисления прихода рассеянной радиации на поверхность листа, наклоненную под углом α к горизонту. Лопухин предложил использовать следующую формулу:

$$q_\alpha = kk_1 q, \tag{8.21}$$

где $k = \frac{q_\alpha}{q_0}$; $k_1 = \frac{q_0}{q}$; q — приход рассеянной радиации на горизонтальную поверхность, расположенную над растительным покровом; q_0 — приход рассеянной радиации на горизонтальную поверхность листа ($q \neq q_0$, так как поверхность листа может быть затенена окружающими ее частями растений).

Наблюдения показывают, что коэффициент k может быть представлен как функция только угла наклона α и высоты листа над поверхностью земли l. Величину k_1 следует определять по данным непосредственных измерений вблизи от изучаемого объекта.

Приход прямой солнечной радиации на поверхность листа можно вычислить по формулам, выведенным в § 11 главы V.

Таким образом, предлагаемая Е. А. Лопухиным формула для расчета поглощаемой всей поверхностью листа суммарной радиации принимает следующий вид:

$$S_\text{п} = S_m \sin i (1 - N) a_0 + (q_\alpha + q_{-\alpha}) a_1, \tag{8.22}$$

где S_m — поток прямой солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность; i — угол падения солнечных лучей на поверхность листа ($\sin i$ может быть найден по формулам § 7 главы V); N — степень затенения поверхности листа, определяе-

мая визуально; a_0, a_1 — поглощательная способность листа для прямой солнечной и рассеянной радиации соответственно; $q_{-\alpha}$ — приход рассеянной радиации на нижнюю поверхность листа.

При использовании формулы (8.22) следует иметь в виду, что ориентация листа и степень затенения его могут изменяться в течение дня. Поэтому необходимо либо подставлять в эту формулу некоторые средние величины i и N, либо учитывать изменение i и N в течение дня.

Выполненные Е. А. Лопухиным по формуле (8.22) расчеты поглощаемой листьями хлопчатника радиации показали, что величины поглощаемой радиации сильно варьируют для различных листьев. Как правило, нижние листья поглощают меньше радиации, чем верхние. Однако в отдельных случаях величины поглощения радиации верхними и нижними листьям оказываются вполне сравнимыми. Большие различия наблюдаются и в суточном ходе $S_{\text{п}}$ для различных листьев. Так, например, максимум поглощенной радиации наступает у одних листьев в 7 *час*, тогда как у других в 18 *час* по истинному солнечному времени.

3. Приход суммарной радиации под пологом леса. Лучистая энергия является одним из важнейших факторов внешней среды, определяющих развитие и рост древесной растительности. Поэтому вопросу о приходе радиации под пологом леса посвящено большое число исследований.

Естественно, что приход суммарной радиации в лесу должен быть значительно меньше, чем на открытой поверхности. Затенение поверхности почвы деревьями обусловливает существенное уменьшение продолжительности облучения и, следовательно, прихода радиации. Нетрудно, однако, понять, что условия прихода суммарной радиации в лесу должны в сильной степени зависеть от типологических особенностей последнего, определяющих условия затенения поверхности под пологом леса. Это можно видеть из табл. 132, в которой приведены данные наблюдений М. И. Сахарова, выполненных под пологом леса различных типов. Наблюдения производились с помощью пиранометра Янишевского.

В большинстве случаев в часы наблюдений имела место небольшая (1—3 балла) облачность (Ac, As и Cu).

Заметим при этом, что в рассматриваемой таблице даются средние величины. В отдельных случаях приход суммарной радиации под пологом леса определенного типа может испытывать значительные колебания. В табл. 133 даются наблюденные Сахаровым минимальные и максимальные величины потоков суммарной радиации под пологом леса различных типов. Здесь же указаны соответствующие средние значения потока суммарной радиации при безоблачном небе на открытом месте.

Таблицы 132 и 133 показывают, что наиболее благоприятные условия проникновения суммарной радиации под пологом леса

Таблица 132

Средний приход суммарной радиации в лесу в зависимости от типа леса (процент от суммарной радиации на открытом месте)

Тип леса	Суммарная радиация, %	Тип леса	Суммарная радиация, %
Сосняк лишайниково-моховой	39,8	Сосняк лещиновый со вторым ярусом ели	10,7
Сосняк сфагновый	36,1	Сосняк-черничник со вторым ярусом ели	9,5
Сосняк-брусничник	24,9	Ольшаник таволговый	7,8
Сосняк молиниевый	16,2	Сосняк-зеленомошник со вторым ярусом ели	6,5
Дубняк липняковый	14,8	Ельник чернично-кисличный	5,2
Сосняк липняковый	11,2		

Таблица 133

Изменение прихода суммарной радиации (*кал/см²·мин*) под пологом леса в отдельных случаях

Тип леса	На открытом месте	Под пологом леса	
		пределы изменений	амплитуда
Сосняк лишайниково-моховой	1,17	0,09—1,19	1,10
Сосняк-брусничник	1,13	0,07—1,05	0,98
Сосняк сфагновый	0,97	0,10—1,01	0,91
Сосняк лещиновый	1,13	0,01—0,68	0,67
Осинник липняковый	1,37	0,01—0,46	0,45
Сосняк молиниевый	1,34	0,06—0,44	0,38
Сосняк-черничник	1,17	0,04—0,41	0,37
Дубняк липняковый	1,02	0,06—0,41	0,35
Ельник чернично-кисличный	0,90	0,02—0,36	0,34
Ольшаник таволговый	1,11	0,04—0,32	0,28
Сосняк-зеленомошник	0,97	0,03—0,15	0,12

наблюдаются для следующих типов леса: сосняк лишайниково-моховой, сосняк-брусничник, сосняк сфагновый, сосняк молиниевый и дубняк липняковый.

Для этих типов леса наибольшими являются и средние относительные величины прихода радиации и минимальные значения потоков радиации, во всех случаях превышающие 0,05 *кал/см²·мин*. Остальные типы леса, отличающиеся более густым верхним ярусом (ельник и ольшаник) или наличием второго яруса (сосняк лещиновый, черничник и зеленомошник и осинник липняковый), характеризуются значительно меньшим прохождением суммарной радиации под полог леса.

Весьма важным для характеристики фитоклимата леса является вопрос о приходе прямой солнечной радиации на поверхность почвы (или травяного покрова) под пологом леса. Наблюдения М. И. Сахарова показали, что в большинстве случаев прямая солнечная радиация в течение части дня достигает подстилающей поверхности под пологом леса. Так, например, 3 августа 1939 г. наблюдалось попадание прямых солнечных лучей на приемную поверхность пиранометра для всех типов леса, кроме сосняка лещинового.

По данным З. И. Пивоваровой и Б. И. Гуляева, суммарная радиация под пологом молодого березняка в период полного листа составляет 5—8%, а после опадения листьев увеличивается до 20% по отношению к суммарной радиации под пологом леса.

Таблица 133 показывает, что даже для одного и того же типа леса колебания прихода суммарной радиации под пологом леса могут быть значительными. Такого рода колебания обусловлены как внешними факторами (высотой солнца, условиями прозрачности атмосферы, облачностью, ветром, вызывающим раскачивание стволов), так и характером самого леса. Наиболее важными с этой точки зрения характеристиками леса являются следующие: состав, возраст леса, сомкнутость крон, число стволов на единицу площади, ярусность.

Рассмотренные выше результаты наблюдений характеризуют влияние различных факторов на приход суммарной радиации под пологом леса на уровне земной поверхности. Выясним теперь, каким образом изменяется приход суммарной радиации на различных высотах под пологом леса, основываясь на результатах, полученных П. П. Кузьминым. Для исследования прихода суммарной радиации на различных высотах под пологом леса Кузьмин сконструировал специальные подвесные установки, с помощью которых пиранометры, служившие приемниками радиации, могли подниматься на любую высоту под пологом леса. Измерения производились на двух лесных участках с различными таксационными характеристиками. Отметим здесь лишь следующие, наиболее характерные обстоятельства. Один из участков (участок 1) представлял собой ельник-черничник (полнота 0,30) и сосняк (полнота 0,20), средняя высота которых равнялась 20 *м*, с небольшим количеством примеси сосны, березы и ольхового подлеска. Общая полнота на участке составляла в среднем 0,50 (под полнотой леса понимается отношение суммы поперечных сечений деревьев на данном участке к сумме поперечных сечений нормально полного леса на том же участке). На участке 2 лесонасаждения состояли из сосняка-брусничника (полнота 0,55) высотой около 20 *м*, подроста молодого ельника (полнота 0,24) и незначительного количества рябинового и оль-

хового подлеска. Общая полнота на участке составляла в среднем 0,79.

На рис. 141 изображены полученные П. П. Кузьминым кривые изменения прихода суммарной радиации (в процентах от прихода радиации на опушке) на различных высотах под пологом леса для участка 1 при безоблачном небе. Обращает на себя внимание резкий контраст между приходом суммарной радиации в верхней и нижней зонах пространства под пологом леса. В верхней зоне наблюдается быстрое уменьшение прихода радиации по мере приближения к поверхности почвы, тогда как

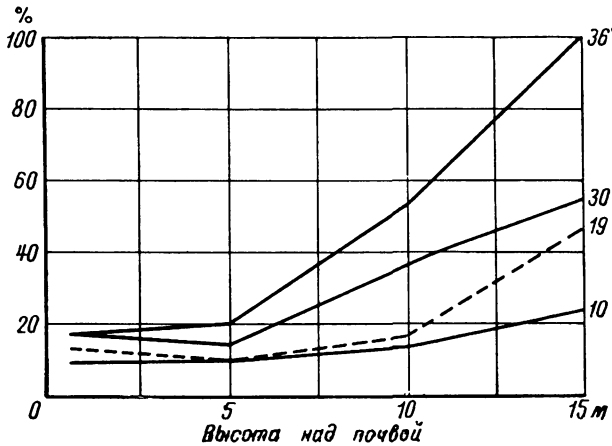


Рис. 141. Изменение прихода суммарной радиации на различных высотах под пологом леса (участок 1).

в нижней зоне (ниже уровня 5 *м*) суммарная радиация почти не изменяется с высотой. Причина такого явления заключается в том, что по мере опускания прибора в пределы верхней зоны происходит смыкание крон и быстрое увеличение затенения; в нижней же зоне ввиду отсутствия подроста и подлеска степень затенения горизонтальной поверхности остается практически неизменной. Как видно из рис. 141, характер изменения прихода суммарной радиации на различных высотах под пологом леса в сильной степени зависит от высоты солнца. По мере уменьшения высоты солнца кривые изменения суммарной радиации становятся все более и более пологими и различие между верхней и нижней зонами пространства под пологом леса в значительной степени сглаживается.

Иные результаты были получены Кузьминым на участке 2, на котором имелся подрост молодого ельника. В этом случае (рис. 142) быстрое уменьшение прихода суммарной радиации наблюдалось вплоть до самой поверхности почвы и отсутство-

вало разграничение пространства под пологом леса на верхнюю и нижнюю зоны. При малых высотах солнца, как и в предыдущем случае, имело место сильное ослабление суммарной радиации и более плавное и медленное изменение прихода суммарной радиации в зависимости от высоты над поверхностью почвы.

Наблюдения над приходом суммарной радиации на различных высотах под пологом леса в условиях пасмурного неба дали результаты, в качественном отношении сходные с результатами, полученными для условий безоблачного неба. На участке 1

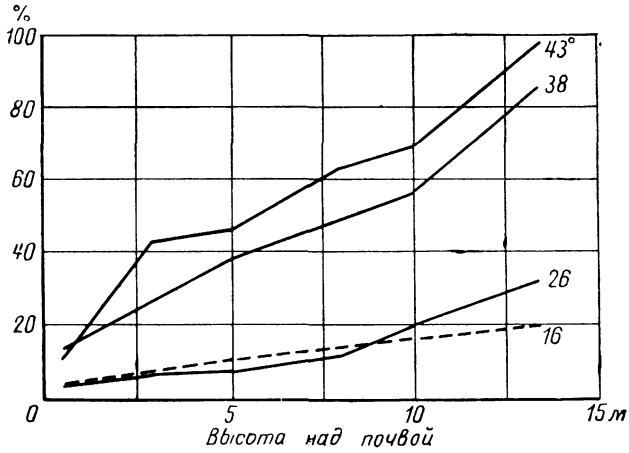


Рис. 142. Изменение прихода суммарной радиации на различных высотах под пологом леса (участок 2).

по-прежнему отчетливо обнаруживались две зоны: верхняя (от 5 до 15 *м*), где приход суммарной радиации изменяется в зависимости от высоты примерно по линейному закону, и нижняя (ниже 5 *м*), для которой характерна незначительная изменчивость прихода суммарной радиации в зависимости от высоты. На участке 2 изменение прихода суммарной радиации в зависимости от высоты является приближенно линейным вплоть до самой поверхности почвы. Существенно отметить при этом, что кривые, характеризующие изменение прихода суммарной радиации на различных высотах под пологом леса в случае пасмурного неба, являются значительно более устойчивыми, чем соответствующие кривые, полученные по данным наблюдений при безоблачном небе.

В связи с изучением радиационного климата леса значительный практический интерес представляет исследование закономерностей прихода суммарной радиации на лесных полянах и внутри лесных полос.

Естественно, что приход суммарной радиации на лесных

Таблица 134

Средний приход суммарной радиации в лесном коридоре и под пологом леса (процент к приходу на открытом месте)

Место	Суммарная радиация, %
Северная опушка	17,4
Середина коридора	12,9
Южная опушка	9,0
Лес, 10 *м* от опушки	7,9
Лес, 30 *м* от опушки	6,0

полянах должен быть значительно бóльшим, чем под пологом леса. Для иллюстрации этого вывода в табл. 134 приведены результаты пиранометрических измерений А. Ф. Захаровой, произведенных летом 1950 г. в Молдавской ССР под пологом леса (двухъярусный древостой бука, граба и дуба с общей сомкнутостью крон 0,6—0,8 и высотой деревьев 10—16 *м*) и в глухом лесном коридоре, очищенном от леса, шириной 5 *м* и длиной 30 *м*, вытянутом с запада на восток. Как видно из табл. 153, в рассматриваемом примере приход суммарной радиации на середине лесного коридора оказался примерно вдвое большим, чем в лесу, а на северной опушке — почти в три раза большим. Это свидетельствует о значительно более благоприятных условиях облучения радиацией лесных полян по сравнению с участками земной поверхности, расположенными под пологом леса. Аналогичные результаты для опушек лесных полос были получены Т. А. Голубовой, которая показала также, что приход суммарной радиации внутри лесных полос уменьшается примерно в такой же степени, что и в лесу.

§ 6. Проникновение лучистой энергии в воду, лед и снег

Падая на поверхность таких сред, как вода или лед, прямая солнечная и рассеянная радиация частично проникает внутрь этих сред. В зависимости от степени прозрачности воды или льда лучистая энергия может проникать внутрь указанных сред до различных глубин. Даже такая на первый взгляд непрозрачная среда, как снег, может в значительной мере пропускать прямую солнечную и рассеянную радиацию. Ниже приводятся некоторые данные, характеризующие проникновение прямой солнечной и рассеянной радиации в воду, лед и снег.

1. Вода. Вопрос о переносе лучистой энергии в воде представляет собой весьма сложную проблему оптики водных бассейнов. Рассмотрению этой проблемы посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных исследований.

В настоящем параграфе будут рассмотрены лишь некоторые результаты экспериментальных исследований пропускания солнечной радиации водой, выполненных за последние годы.

В § 2 главы III были приведены данные, характеризующие поглощение солнечной радиации чистой водой. Однако даже в чистой воде ослабление коротковолновой радиации обусловлено не только поглощением, но также и рассеянием. В воде же естественных водоемов, в значительной мере замутненной различными посторонними примесями, роль ослабления радиации, обусловленного рассеянием, еще более возрастает. В табл. 135

Таблица 135

Коэффициенты общего ослабления, рассеяния и поглощения дистиллированной и морской воды ($см^{-1}$)

λ μ	$a_\lambda \cdot 10^4$	$\sigma_\lambda \cdot 10^4$	$k_\lambda \cdot 10^4$	Морская вода		Планктон k_λ
				a_λ	k_λ	
0,40	8,0	3,57	4,4	—	—	—
0,41	7,0	3,23	3,8	—	—	—
0,42	6,1	2,95	3,1	$80{,}5 \cdot 10^{-4}$	$62{,}5 \cdot 10^{-4}$	$60 \cdot 10^{-4}$
0,43	5,3	2,69	2,6	70,5	52,5	49
0,44	4,6	2,45	2,1	62,8	44,8	43
0,45	4,0	2,25	1,7	55,6	37,6	36
0,46	3,6	2,04	1,6	51,2	33,2	31
0,47	3,6	1,89	1,7	47,5	29,5	28
0,48	3,65	1,72	1,8	44,7	26,7	25
0,49	3,7	1,59	2,1	41,9	23,9	22
0,50	3,8	1,47	2,3	38,8	20,8	18
0,51	3,9	1,35	2,6	36,8	18,8	16
0,52	4,0	1,25	2,8	35,1	17,1	14
0,53	4,2	1,17	3,0	33,7	15,7	13
0,54	4,4	1,09	3,3	33,1	15,1	12
0,55	4,7	1,00	3,7	32,3	14,3	11
0,56	5,3	0,932	4,4	32,3	14,3	10
0,57	6,6	0,868	5,7	32,3	14,3	9
0,58	8,4	0,810	8,6	33,1	15,1	8
0,59	12,0	0,756	11,2	36,5	18,5	7
0,60	19,7	0,708	19,0	42,9	24,9	6
0,61	24,3	0,662	23,6	46,5	28,5	5
0,62	26,5	0,618	25,9	47,6	29,6	4
0,63	28,0	0,581	27,4	48,8	30,8	4
0,64	29,2	0,535	28,7	50,0	32,0	4
0,65	30,8	0,507	30,3	51,8	33,8	4
0,66	33,5	0,483	33,0	54,2	36,2	4
0,67	37,5	0,455	37,0	56,3	38,3	2
0,68	40,6	0,429	40,2	48,9	40,9	1
0,69	46,7	0,404	46,3	63	45	0
0,70	57,6	0,380	57,2	74	56	0

приведены результаты осуществленных Е. О. Хальбартом лабораторных измерений коэффициентов общего ослабления a_λ,

рассеяния σ_λ и поглощения k_λ дистиллированной воды и морской воды, содержащей планктон. Коэффициенты общего ослабления a_λ определялись по ослаблению радиации водой, заполнявшей стеклянную трубку, на пути, равном 364 *см*, причем спектральное разложение осуществлялось с помощью стеклянного спектрографа. Коэффициенты рассеяния σ_λ были найдены для дистиллированной воды по данным измерений интегрального коэффициента рассеяния σ света от вольфрамовой лампы накаливания в предположении, что величины σ_λ обратно пропорциональны четвертой степени длины волны (рассеянный дистиллированной водой свет имел голубой оттенок, что и позволяло предполагать, что справедливо соотношение $\sigma_\lambda \sim \lambda^{-4}$).

Свет, рассеянный морской водой, содержащей планктон, имел белесоватый оттенок, и поэтому принималось, что в данном случае коэффициент рассеяния не зависит от длины и равен интегральному коэффициенту рассеяния $\sigma = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$ *см*$^{-1}$. Коэффициенты поглощения k_λ вычислены как разность $k_\lambda = a_\lambda - \sigma_\lambda$. Все коэффициенты a_λ, σ_λ и k_λ рассчитаны на единицу длины пути в воде и поэтому выражены в *см*$^{-1}$. В последней графе табл. 135 даны значения коэффициента поглощения планктона, содержащегося в морской воде, определенные по разности коэффициентов поглощения морской и дистиллированной воды.

Как видно из табл. 135, ослабление радиации морской водой значительно более интенсивно, чем дистиллированной водой. Существенно при этом отметить, что и дистиллированная вода не была в рассматриваемом случае вполне оптически чистой, а содержала некоторое количество мельчайших частиц посторонних примесей. Зависимость коэффициентов общего ослабления от длины волны в случае морской и дистиллированной воды различная. В первом случае обнаруживается своеобразный минимум ослабления (максимум пропускания) желто-зеленого света. Величины последней графы табл. 135 показывают, что весьма значительное влияние на ослабление радиации оказывает поглощение радиации, особенно коротковолновой, планктоном. Вообще роль поглощения радиации водой и содержащимися в ней примесями оказалась в рассматриваемых случаях очень существенной.

Данные большого числа экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что наличие в морской воде взвешенных частиц различного рода примесей оказывает наиболее существенное влияние на прозрачность морской воды. Лабораторные измерения К. И. Иванова показали, например, что коэффициент ослабления света a_λ прямо пропорционален весовому содержанию взвешенных в морской воде веществ B: $a_\lambda = cB$, причем коэффициент пропорциональности c в таком линейном соотношении закономерным образом зависит от размеров частиц и длины волны света. При увеличении диаметра d частиц от 0,3 до 1,5 μ

коэффициент пропорциональности c возрастает, достигая максимума при $d=1{,}5$ μ, после чего монотонно убывает при дальнейшем возрастании диаметра частиц. Зависимость c от длины волны света проявляется лишь при малых диаметрах рассеивающих частиц (наиболее интенсивно ослабляется радиация коротких длин волн); при диаметрах же, превышающих 3 μ, указанная зависимость перестает быть существенной. Последние результаты вполне понятны с точки зрения тех выводов, которые были сформулированы в главе III относительно закономерностей рассеяния света на малых и больших частицах.

Исследованиями Б. А. Скопинцева и К. И. Иванова и ряда других авторов было установлено значительное влияние на прозрачность морской воды растворенных в ней гуминовых соединений, проникающих в море вместе с речной водой. Так, например, по данным Скопинцева, коэффициент ослабления a_λ при $\lambda=0{,}436$ μ составляет $2{,}8\cdot10^{-3}$ $см^{-1}$ для пробы воды из Азовского моря и $9{,}2\cdot10^{-3}$ $см^{-1}$ для пробы воды из Балтийского моря (Рижский залив). В обоих случаях пробы воды были освобождены от взвешенных частиц путем фильтрации, и поэтому различие между коэффициентами ослабления обусловлено только разным содержанием в воде гуминовых соединений. Следует при этом отметить, что возрастание ослабления света в присутствии растворенных в морской воде окрашенных гуминовых соединений обусловлено в основном увеличением поглощения радиации.

Наличие тесной связи между прозрачностью морской воды и содержанием в ней взвешенных и гуминовых соединений дало возможность Скопинцеву, Иванову и некоторым другим авторам разработать методы определения количества и весовой концентрации взвешенных в воде частиц и гуминовых соединений по измерениям ослабления света морской водой.

Интересные лабораторные исследования закономерностей ослабления солнечной радиации сильно замутненными средами (молочной, канифольной), обладающими малым коэффициентом поглощения, но большим коэффициентом рассеяния, были выполнены В. А. Тимофеевой. С помощью линзового фотометра с селеновым фотоэлементом, имеющего очень небольшой апертурный угол (до 0,39°), Тимофеева измерила интенсивность света на разных расстояниях от поверхности мутных сред и по различным направлениям. На рис. 143 изображены в полулогарифмической системе координат полученные В. А. Тимофеевой кривые зависимости относительной интенсивности радиации $\frac{J}{J_0}$ от глубины l для различных углов φ между оптической осью фотометра (лучом зрения) и направлением падающей на поверхность мутной среды прямой солнечной радиации (случай $\varphi=0°$ соответствует направлению на источник света). Как видно из рассматриваемого рисунка, в направлении $\varphi=0°$ ослабление

солнечной радиации до некоторой глубины определяется экспоненциальным законом

$$J = J_0 e^{-al}, \qquad (8.23)$$

где a — коэффициент общего ослабления (практически равный коэффициенту рассеяния, так как в рассматриваемом случае коэффициент поглощения мал).

Наблюдения показывают, что формула (8.23) справедлива для таких глубин l, которым соответствует оптическая толщина al, равная 6—8. На еще больших глубинах ослабление замедляется, но при некотором $l > l_0$, когда свет становится полностью рассеянным, вновь подчиняется экспоненциальному закону вида

$$J' = J_0' e^{-a'(l-l_0)}, \qquad (8.24)$$

где a' — коэффициент ослабления (рассеяния) предельно рассеянного света; J_0' — интенсивность света на глубине l_0, на которой свет уже полностью рассеян; J' — интенсивность света на глубине l.

Интересно отметить, что вытекающее из наблюдений заключение о переходе при больших оптических толщинах к экспоненциальному закону ослабления вполне согласуется с аналогичным выводом, полученным В. А. Амбарцумяном теоретическим путем. Исчерпывающее объяснение рассмотренных результатов в рамках приближенной теории многократного рассеяния света дано Г. В. Розенбергом и Ж. Ленобль.

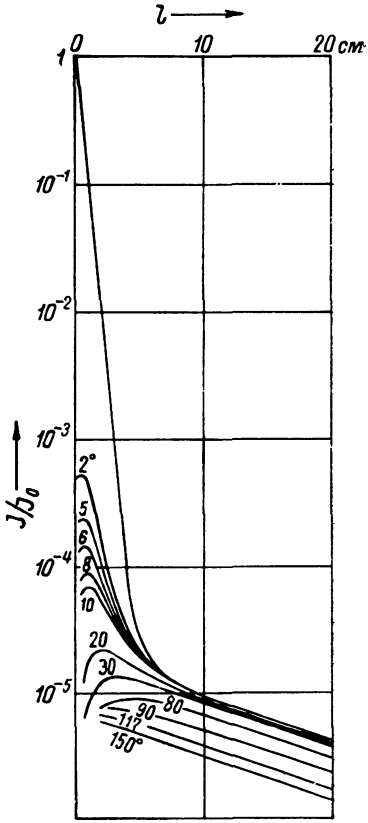


Рис. 143. Относительная интенсивность радиации на различных глубинах под поверхностью мутной среды.

В. А. Тимофеева нашла, что между величинами a и a' имеет место следующая зависимость: $a' = \sqrt{aA}$, где A — некоторая постоянная. Это заключение также подтверждает аналогичный вывод, вытекающий из теоретических работ В. А. Амбарцумяна и Б. В. Овчинского.

Во всех направлениях $0° < \varphi < 120°$ изменение интенсивности света в зависимости от глубины не является монотонным. При малых глубинах интенсивность света возрастает с увеличением l и, достигнув максимума при некотором l_{max}, начинает затем мед-

ленно убывать. Существование подобного рода максимумов интенсивности «бокового» света было впервые теоретически предсказано В. В. Шулейкиным. Качественно наличие максимумов можно объяснить увеличением интенсивности бокового света за счет сильного рассеяния прямого света при малых глубинах. Как видно из рис. 143, положение максимумов интенсивности смещается по мере увеличения угла φ сначала в сторону увеличения l_{max}; затем l_{max} достигает максимума при некотором φ, после чего начинает уменьшаться. В. А. Тимофеева обнаружила, что глубины максимумов интенсивности бокового света уменьшаются с увеличением мутности рассеивающей среды. По данным теоретических расчетов Шулейкина, выполненных с учетом лишь ослабления радиации вследствие рассеяния, величина l_{max} должна монотонно возрастать по мере увеличения φ. Наличие максимума функции l_{max} (φ) Тимофеева объясняет увеличением при больших φ роли ослабления радиации вследствие поглощения. Наблюдения Тимофеевой показали, что если ослабление направленного света обусловлено в основном рассеянием, то предельно рассеянный свет ослабляется главным образом за счет поглощения. Даже в случае сред с очень малым коэффициентом поглощения, исследованных Тимофеевой, доля поглощенного предельно рассеянного света достигает 60%.

Согласно рис. 143, распределение интенсивности света по различным направлениям характеризуется значительной асимметрией при малых глубинах и небольшой асимметрией и неизменностью формы индикатрисы интенсивности предельно рассеянного света при больших глубинах. Для наглядной характеристики индикатрис интенсивности последние изображены на рис. 144 для различных глубин l в мутной среде с коэффициентом ослабления $a=1{,}9$ $см^{-1}$. Этот рисунок показывает, что уже при $l>3$ $см$ прямой свет становится очень слабым и асимметрия индикатрисы резко уменьшается. На тех же глубинах, которые соответствуют большой оптической толщине (предельно рассеянный свет), устанавливается не зависящее от глубины распределение интенсивности по направлениям с несколько большими интенсивностями света в направлении к поверхности мутной среды.

Опыты Тимофеевой позволили произвести исследование основных закономерностей переноса радиации в море на модели. Совершенно ясно, что в естественных условиях процесс переноса радиации в море является более сложным и подвержен влиянию значительного числа трудно учитываемых факторов (условий облучения поверхности моря, состояния поверхности, мутности моря и др.). Однако оказалось, что выполненные Тимофеевой наблюдения в естественных условиях (Черное море) вполне удовлетворительно согласуются с данными лабораторных опытов. Было установлено, в частности, что и в естественных усло-

виях максимум интенсивности для углов $0°<\varphi<120°$ наблюдается при некотором расстоянии по преломленному солнечному лучу от поверхности моря до фотометра. Подтвердился также экстремальный характер зависимости l_{max} (φ) и было найдено, что при $l>l_{max}$ интенсивность радиации изменяется по экспоненциальному закону. Все это и дает основание считать, что при-

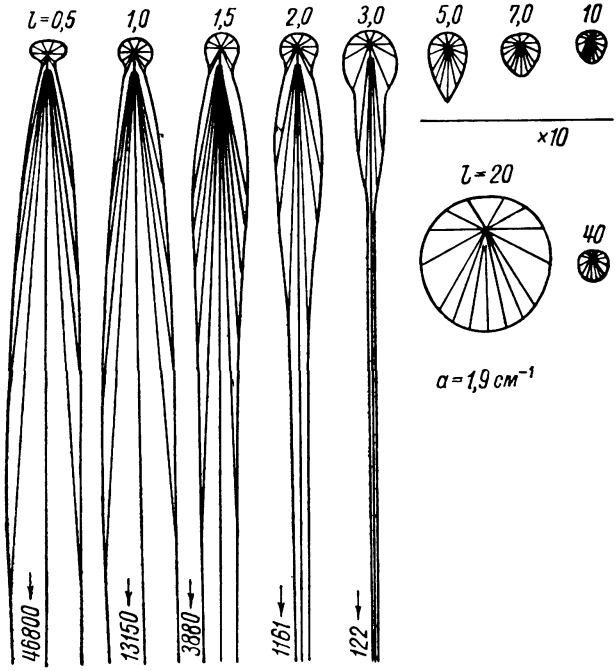


Рис. 144. Индикатрисы рассеяния света в мутной среде.

веденные выше результаты лабораторных исследований в качественном отношении правильно описывают основные закономерности ослабления солнечной радиации в море.

Исследования В. А. Тимофеевой позволили изучить основные закономерности ослабления в море направленной радиации. Нетрудно понять, что закон ослабления для полусферического потока радиации должен быть, вообще говоря, иным, чем для направленной радиации. Наблюдениями А. А. Гершуна было установлено, что нисходящий световой поток радиации на горизонтальную поверхность (освещенность горизонтальной поверхности сверху) убывает в море с глубиной по экспоненциальному закону в очень широких пределах изменения глубины — от 0 до 100 *м*.

По данным наблюдений Т. В. Кирилловой, на оз. Севан ослабление потока суммарной радиации лучше описывается не простой экспонентой, а следующим выражением:

$$Q = Q_0 e^{-\left(\frac{a_1}{\sin h_\odot} + a_2\right) z}. \qquad (8.25)$$

Таблица 136

Ослабление суммарной радиации (%), по данным наблюдений на оз. Севан

Месяц	Глубина, *м*								
	0,5	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0	10,0	15,0	20,0
				Катер					
V	0,49	0,38	0,27	0,22	0,12	0,06	0,04	0,01	0,00
VII	0,48	0,43	0,34	0,28	0,19	0,12	0,09	0,05	0,03
IX	0,41	0,36	0,27	0,23	0,15	0,10	0,07	0,04	0,01
				Плот					
VII	0,45	0,36	0,21	0,16	0,10	0,06	0,04	—	—

Результаты измерений на глубине 1 *м* дают $a_1 = 0{,}250$ $м^{-1}$ и $a_2 = 0{,}036$ $м^{-1}$. В табл. 136 приведены полученные Кирилловой значения $\frac{Q}{Q_0}$ по данным наблюдений в центральной части оз. Севан с катера (глубина озера 60 *м*) и с плота (глубина озера 15 *м*).

Сравнение коэффициентов ослабления направленной и диффузной радиации показывает, что последние значительно меньше первых.

К. А. Мокиевский исследовал спектральную прозрачность водных бассейнов, осуществив пиранометрические измерения со стеклянными светофильтрами. В табл. 137 указаны результаты измерений, выполненных на различных участках Ладожского озера. Прозрачность воды по диску Секки на этих участках составляла около 2,5—3,5 *м*. Таблица 137 характеризует относительное распределение энергии в спектре проникающей в глубь озера радиации (для каждого участка спектра в процентах по отношению ко всей радиации диапазона длин волн 360—680 $m\mu$). В последней графе указаны относительные (в процентах к приходу суммарной радиации на поверхности воды) потоки интегральной суммарной радиации.

Рассматриваемая таблица отчетливо демонстрирует наличие существенного изменения спектрального состава радиации с глубиной. Как видно, воды Ладожского озера пропускают преиму-

Таблица 137

Изменение спектрального состава подводной радиации с глубиной

Дата, станция	Глубина, *м*	Участки спектра, *mμ*						Интегральная
		360—450	450—530	530—630	630	630—680	680	
22 VII 1959 г., Якимварский залив, буй	0,1	41,0	17,2	12,6		12,7	16,5	70,3
	0,5	37,1	11,4	20,5		16,6	14,4	30,0
	1,0	36,6	4,1	24,8		21,1	13,4	15,5
	1,5	23,5	20,6	18,3		31,1	6,5	8,6
	2,0	33,4	2,1	31,2	33,3			5,6
4 VIII 1959 г., точка VI-А	0,1	29,7	11,1	25,0	34,2			55,8
	0,5	29,7	4,4	31,7	34,2			24,8
	1,0	—	—	—	—			11,8
	1,5	33,8	5,0	40,2	31,0			6,6
	2,0	22,2	12,8	18,1	46,9			3,7
9 IX 1959 г., р-н Моторного, режимная вертикаль	0,1	46,8	8,2	15,8		8,7	20,5	62,6
	0,5	42,2	8,1	22,6		12,9	14,2	32,0
	1,0	37,5	5,1	24,1		21,3	12,0	17,1
	1,5	33,4	14,6	17,8		21,0	13,2	10,2
	2,0	33,4	10,2	31,0		16,4	9,0	6,4

щественно радиацию желто-красной области спектра. Конечно, это является особенностью данного озера, содержащего механические примеси желтого и коричневого цветов. Водоемы, обладающие другими оптическими свойствами, будут трансформировать спектральный состав коротковолновой радиации иначе.

2. Лед. Нетрудно понять, что прозрачность льда, обладающего гораздо большей оптической неоднородностью, чем вода, должна быть значительно ниже, чем прозрачность воды. Экспериментальные исследования прозрачности льда, впервые выполненные в СССР в 1932 г. Н. Н. Калитиным, убедительно подтверждают этот вывод. Калитин осуществил с помощью высокочувствительного термоэлектрического пиранометра наблюдения над прозрачностью образцов льда, ориентированных таким образом, что прямая солнечная радиация падала перпендикулярно на внешнюю поверхность этих образцов. По данным Калитина, величины пропускания льдом прямой солнечной радиации при изменении толщины льда от 2 до 50 *см* колеблются от 73 до 3%. При этом пропускание льдом солнечной радиации весьма существенным образом зависит от степени оптической неоднородности льда. Так, например, пропускание радиации слоем льда толщиной 35 *см* изменялось в зависимости от степени неоднородности льда (наличия трещинок, пузырьков воздуха) от 33 до 52%. Образец же льда толщиной 50 *см* с верхним, совершенно неоднородным (мутным) слоем толщиной 16 *см* пропускал всего 3% прямой солнечной радиации. Значительно более прозрачен лед

для рассеянной радиации. При толщине слоя льда, равной 4 *см*, Калитин получил величины пропускания рассеянной радиации, составляющие 83—84%, а для слоя 35 *см* — 58—60%. Бóльшая прозрачность льда для рассеянной радиации объясняется тем, что в этом случае меньше, чем при пропускании прямой солнечной радиации, сказывается влияние зеркальных отражений радиации от различных плоскостей раздела внутри льда.

Особенно высокой прозрачностью обладает лед в ультрафиолетовой области спектра. Так, величины пропускания прямой солнечной радиации слоем льда толщиной 107 *см* в области спектра 0,332—0,476 μ изменяются от 46% (при $\lambda=0{,}332$ μ) до 55% (при $\lambda=0{,}476$ μ). Льдина же толщиной 10 *см* пропускает в этой области спектра в среднем около 97% падающей радиации.

Измерения Н. Н. Калитина, выполненные с образцами льда, поверхность которых слегка обтаивалась для придания им большей прозрачности, дают, как правило, несколько преувеличенные значения прозрачности льда по сравнению с теми величинами, которые встречаются в реальных условиях. Представляют поэтому большой интерес исследования прозрачности льда, которые были произведены в естественных условиях. К числу подобного рода исследований относятся работы А. В. Трофимова и Н. М. Писяковой. Писякова осуществила параллельные измерения потоков суммарной радиации над льдом и под льдом на 2-м Суздальском озере в Озерках (Ленинград). Для подледных измерений применялся подводный пиранометр Янишевского, для надледных — пиранометр Янишевского обычного типа. Наблюдения производились в околополуденные часы. Вначале (12 апреля 1941 г.) лед был покрыт слоем снега 4 *см*, толщина льда составляла 61 *см*. Пропускание суммарной радиации в этом случае было равно всего 1%. К концу наблюдений (29 апреля 1941 г.) снег полностью стаял, и в результате таяния льда толщина последнего уменьшилась до 32 *см* (поверхность льда в этот день имела серую окраску и была увлажнена). Вместе с тем пропускание суммарной радиации льдом возросло до 27%.

С. Полли определил коэффициенты общего ослабления радиации в видимой области спектра для воды и льда. В среднем коэффициент ослабления льда оказался примерно в 10 раз бóльшим, чем для воды. Можно думать, однако, что этот результат преуменьшает прозрачность льда.

В табл. 138 представлены результаты пиранометрических измерений послойного поглощения коротковолновой радиации глетчерным льдом, осуществленных Б. П. Кароль на леднике Федченко.

Из этой таблицы видно, что распределение поглощенной радиации в толще льда неоднородно; это определяется как сильным поглощением радиации в самом верхнем слое, так и раз-

Таблица 138

Послойное поглощение солнечной радиации глетчерным льдом (*кал/см²·мин*)

Глубина, *см*	Поток радиации, входящей в толщу льда, D'	Поток радиации, выходящей из толщи льда, D''	Поглощенная радиация $Q = D' - D''$
0	1,070	0,098	0,972
>42	0,081	0,058	0,023
>82	0,047	0,017	0,030
>112	0,038	0,015	0,023
0—42	0,972	0,023	0,949
42—82	0,030	0,023	0,007
82—112	0,030	0,023	0,007

личной структурой льда на разных уровнях. Практически почти вся суммарная радиация поглощается верхним слоем толщиной 42 *см*.

3. Снег. Снежный покров является еще менее прозрачным для суммарной радиации, чем лед. Проникающая внутрь снежного покрова радиация практически полностью поглощается слоем снега, толщина которого не превышает нескольких десятков сантиметров. Наблюдения показывают, что приближенно ослабление суммарной (или только прямой солнечной) радиации в зависимости от глубины над поверхностью снега можно описать экспоненциальным законом. Согласно Г. К. Сулаквелидзе,

$$Q = (Q_{\text{пад}} - Q_{\text{отр}})\, e^{-k\rho z}. \qquad (8.26)$$

Здесь $Q_{\text{пад}}$, $Q_{\text{отр}}$ — нисходящий и восходящий потоки коротковолновой радиации на уровне 8 *см*; ρ — плотность снега ($г/см^3$); k — коэффициент поглощения снега ($см^2/г$).

Наблюдения показали, что коэффициент поглощения для интегральной коротковолновой радиации является функцией плотности снега

$$k = 1{,}31 - 1{,}11\rho. \qquad (8.27)$$

Таблица 139

Спектральная зависимость коэффициентов поглощения снега

$\lambda_{\text{эфф}}$ *мк*	ρ $г/см^3$					Средние
	0,10	0,19	0,39	0,59	0,65	
725	1,20	1,11	0,94	0,79	0,79	0,97
590	1,34	1,22	1,01	0,80	0,80	1,07
560	2,00	1,73	1,23	0,82	0,82	1,39
500	1,04	1,00	0,80	0,76	0,72	0,90
425	1,70	1,50	1,16	0,81	0,80	1,25

В табл. 139 даны полученные Г. К. Сулаквелидзе значения коэффициентов поглощения k для различных участков спектра.

Отсюда видно, что зависимость коэффициента поглощения от длины волны является немонотонной. Наибольшие коэффициенты поглощения наблюдаются в зелено-голубой области спектра. Именно этим объясняется зеленовато-голубое свечение чистого снега.

Ослабление радиации снегом существенным образом зависит от состояния и структуры последнего. Так, например, пиранометрические наблюдения свидетельствуют о значительном увеличении коэффициента ослабления мокрого снега по сравнению с коэффициентом ослабления сухого снега. Как отмечает П. П. Кузьмин, указанное увеличение коэффициента ослабления радиации снегом обусловлено в основном двумя факторами: 1) увеличением поглощательной способности снега при заполнении воздушных вкраплений в снеге сильно поглощающей радиацию водой, 2) изменением структуры снега (сильной перекристаллизацией) в начале таяния. В особенности сильное увеличение коэффициента ослабления происходит в результате перекристаллизации снега.

Экспоненциально убывающая зависимость потока суммарной радиации от глубины под поверхностью снега и значительные величины коэффициентов ослабления обусловливают быстрое уменьшение потока суммарной радиации внутри снежного покрова с глубиной. Это можно видеть из табл. 140, в которой охарактеризовано послойное поглощение суммарной радиации при различных значениях коэффициента ослабления по данным Кузьмина. Как показывает приведенная таблица, в первом пятисантиметровом слое снега поглощается в зависимости от прозрачности снега от 34 до 88% всей радиации, проникающей внутрь снежного покрова. На пути же в 10 *см* доля поглощенной радиации колеблется от 56 до 98%, т. е. при самых неблагоприятных условиях суммарная радиация практически не проникает глубже 10 *см*.

Однако даже при самых благоприятных условиях практически вся радиация поглощается в слое глубиной 60 *см*. Если мощность снежного покрова превышает 60 *см*, то это означает, что даже при самой высокой прозрачности снега солнечная радиация не достигает поверхности почвы.

Следует заметить, что определение среднего коэффициента ослабления для всего слоя снежного покрова в целом является не вполне оправданным, поскольку, как правило, снежный покров имеет неоднородное слоистое строение. Естественно, что по этой причине, а также вследствие избирательности ослабления радиации снегом средний коэффициент ослабления должен зависеть от толщины снежного покрова. Значительно более обоснованным является поэтому определение коэффициентов ослабле-

Таблица 140

Послойное поглощение суммарной радиации при различных значениях коэффициента ослабления радиации снегом

$a \cdot 10^3$ *см*$^{-1}$	Δz *см*								
	0—5	5—10	10—15	15—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60
0,83	34,4	22,4	14,9	9,7	10,7	4,6	2,0	0,9	0,7
0,94	37,6	23,5	14,6	9,2	9,2	3,6	1,4	0,5	0,4
1,05	41,0	24,2	14,2	8,5	7,9	2,8	1,0	0,3	0,1
1,17	44,2	24,6	13,8	7,7	6,7	2,1	0,6	0,2	0,1
1,28	47,2	24,9	13,2	6,9	5,6	1,6	0,4	0,1	0,1
1,51	53,0	24,9	11,7	5,5	3,8	0,9	0,2	—	—
1,75	58,2	24,3	10,2	4,2	2,6	0,4	0,1	—	—
1,99	62,9	23,4	8,6	3,2	1,6	0,3	—	—	—
2,23	67,2	22,0	7,3	2,3	1,1	0,1	—	—	—
2,88	76,3	18,1	4,3	1,0	0,3	—	—	—	—
3,57	83,2	14,0	2,3	0,4	0,1	—	—	—	—
4,33	88,4	10,3	1,2	0,1	—	—	—	—	—

ния для отдельных, достаточно однородных по своим физическим свойствам слоев снега. Эта задача является, однако, гораздо более трудной, и поэтому изменчивость характеристик прозрачности в толще снега изучена совершенно недостаточно.

Для характеристики радиационного режима снежного покрова в целом рассмотрим табл. 141, в которой приведены су-

Таблица 141

Радиационный режим снежного покрова

Суточные суммы радиации	26 I	14 II	19 III
Прямая солнечная радиация, *кал/см*^{2}	40	99	273
Рассеянная радиация, *кал/см*^{2} . . .	20	34	54
Суммарная радиация, *кал/см*^{2} . .	60	133	327
Альбедо поверхности снежного покрова, %	78	70	70
Радиация, проникшая внутрь снежного покрова, *кал/см*^{2}	13	40	98
Толщина снежного покрова, *см* . .	15	27	52
Пропускание радиации снегом, %	5,6	2	0,9
Радиация, дошедшая до поверхности почвы, *кал/см*^{2}	0,73	0,80	0,88
Радиация, поглощенная снегом, *кал/см*^{2}	12,27	39,20	97,12

точные суммы приходящей и поглощенной радиации (*кал/см² · сутки*) по данным Н. Н. Калитина.

Как видно из табл. 141, количество суммарной радиации, достигающей поверхности почвы, в рассматриваемых примерах очень невелико. Однако снежный покров поглощает значительное количество суммарной радиации, особенно 19 марта. При меньшей толщине снежного покрова, чем в тех случаях, какие указаны в табл. 141, доля радиации, достигающей поверхности почвы, может существенно возрасти. Так, например, по данным Калитина, суточная сумма радиации на поверхности почвы при толщине снежного покрова, равной 8 *см*, составляет 26,5 *кал/см²* для прихода радиации и альбедо, соответствующих 19 марта.

Исследование проникновения суммарной радиации внутрь снежного покрова имеет большое значение для изучения проблемы теплового режима снежного покрова и почвы, и в частности для расчета снеготаяния. Благодаря интенсивному поглощению радиации внутри снежного покрова в некоторых случаях может наблюдаться таяние снега при отрицательной температуре воздуха. В результате поглощения солнечной радиации в тонком поверхностном слое снега происходит образование так называемого солнечного наста и водяной корки.

Такого рода прозрачная ледяная корка служит стеклом снежного «парника», накопление тепла в котором обеспечивает таяние снега при отрицательных температурах воздуха. Так, например, по наблюдениям П. П. Кузьмина, весной 1952 г. в Каменной Степи за время с 3 по 11 апреля при отрицательных среднесуточных значениях температуры воздуха от 0 до —2,2° растаяла основная масса снега.

§ 7. Освещенность

Исследование режима световой естественной освещенности представляет большой интерес в особенности для различных светотехнических приложений. Поскольку в первом приближении световую и энергетическую освещенности (т. е. суммарную радиацию) можно считать линейно зависимыми, то для грубой характеристики закономерностей естественной освещенности могут быть использованы рассмотренные выше результаты измерений суммарной радиации. В таком случае можно безошибочно уловить качественные особенности режима освещенности (зависимость от высоты солнца, условий облачности, альбедо подстилающей поверхности и др.). Однако количественные результаты окажутся ненадежными, поскольку так называемый световой эквивалент k — величина, численно равная количеству люменов, приходящихся на 1 *кал/см² · мин*, очень изменчив в зависимости от условий наблюдений.

Расчеты автора и С. И. Певзнер дали, например, следующие

величины k для прямой солнечной радиации при различных атмосферных массах:

m	0	1 (чистая атм.)	1 (замутненная атм.)	1,4	2	4	5 (чистая атм.)	5 (замутненная атм.)
k	6,58	5,62	4,14	5,46	5,82	7,01	6,42	7,89

Как видно, даже при одной и той же массе, но различном состоянии прозрачности атмосферы величины светового эквивалента получаются разными. В рассматриваемом случае при $m=1$ это различие составляет около 35%. Для рассеянной радиации вычисления упомянутых выше авторов дали $k=4{,}70$ в случае ясного неба и $k=6{,}74$ для пасмурного неба (в обоих случаях высота солнца равна 24°). В случае суммарной радиации $k=3{,}64$. Этот случай является наиболее благоприятным с той точки зрения, что, как уже отмечалось в § 1, спектральный состав суммарной радиации остается практически неизменным в широком диапазоне длин волн и высот солнца.

По данным Ю. Д. Янишевского, световой эквивалент для рассеянной и суммарной радиации составляет около 6—8 *фот/кал/см²·мин*, а для прямой солнечной радиации возрастает с высотой солнца от 1 при $h_\odot$ порядка нескольких градусов до 6 *фот/кал/см²·мин* при высотах солнца около 40—50°.

Приведенные примеры показывают, что для количественной характеристики режима освещенности необходимы специальные наблюдения с помощью приемников радиации, имеющих такую же спектральную чувствительность, что и глаз.

Специальные измерения освещенности имеют очень длительную историю, но, как показал Янишевский, в большинстве случаев результаты этих измерений не являются достаточно надежными из-за несовершенства методики измерений.

Естественно, что качественные закономерности изменчивости освещенности в зависимости от высоты солнца, условий облачности, альбедо подстилающей поверхности и других факторов такие же, как и рассмотренные выше закономерности изменчивости суммарной и рассеянной радиации. Как и в этом случае, основными факторами, определяющими освещенность, являются облачность и высота солнца. Как показали О. Д. Бартенева и Л. Н. Гусева, значения суммарной и рассеянной освещенности на различных географических широтах для одинаковых условий наблюдений (высота солнца, форма и качество облачности) практически совпадают и не являются функцией широты. К такому же выводу пришел А. Д. Друммонд, анализируя результаты измерений освещенности в Претории (ЮАР), Кью (Англия), Ташкенте, Вене и Вашингтоне. Это заключение подтверждает вывод о том, что облачность и высота солнца являются главными факторами, определяющими освещенность.

Глава IX

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

§ 1. Феноменологическая теория переноса теплового излучения в атмосфере

В главах I и III были разобраны основные определения и понятия и подробно изложен вопрос о поглощении длинноволновой радиации в атмосфере, теперь будет рассмотрено общее решение задачи о расчете переноса теплового излучения в атмосфере.

Вообще говоря, задача о расчете переноса излучения должна решаться на основе использования полной системы уравнений гидродинамики и теории излучения. Пути такого рода решения этой задачи были намечены Е. С. Кузнецовым, который впервые получил замкнутую систему уравнений гидродинамики и теории излучения.

Е. С. Кузнецову удалось получить целый ряд интересных выводов о величинах потоков лучистой энергии и распределении температуры атмосферы по вертикали в предположении о наличии в атмосфере лучистого равновесия. Упомянутые работы Кузнецова представляют большой интерес, поскольку они содержат наиболее полное и строгое исследование случая лучистого равновесия.

Решение полной системы уравнений гидродинамики и теории излучения связано, однако, с необходимостью преодолеть большие принципиальные трудности. Хотя значительная часть этих трудностей преодолена в замечательных работах И. А. Кибеля, Е. Н. Блиновой и других советских ученых, все же следует констатировать, что расчет переноса лучистой энергии на основе полной системы уравнений гидродинамики и теории излучения в настоящее время едва ли является целесообразным. Этот вывод тем более справедлив, что для решения очень большого количества практически важных задач достаточно решить воп-

рос о переносе лучистой энергии при заданных распределениях температуры и плотности поглощающего излучение вещества, т. е. нет необходимости рассматривать полную систему уравнений гидродинамики и теории излучения. Именно поэтому ниже будет рассмотрен вопрос о расчете переноса лучистой энергии на основе использования феноменологических уравнений переноса при наличии заданных распределений температуры и плотности поглощающего излучение вещества. В этом случае уравнения переноса (1.83) представляют собой линейные неоднородные дифференциальные уравнения первого порядка относительно неизвестных величин интенсивностей длинноволнового излучения $G_\lambda(z, \vartheta)$ и $U_\lambda(z, \vartheta)$.

1. Перенос монохроматического излучения. Решение задачи о переносе монохроматического излучения сводится прежде всего к интегрированию уравнений переноса (1.83). Проинтегрировав это уравнение, получим общие формулы для интенсивности монохроматического теплового излучения. Выполнив после этого интегрирование по всем направлениям на основе использования соотношения (1.11), найдем выражения, определяющие потоки монохроматического теплового излучения.

Нет необходимости подробно останавливаться на интегрировании простых уравнений (1.83). Поэтому приведем сразу результат интегрирования:

$$G_\lambda(z, \vartheta) = e^{\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_0^z \rho(\zeta)\,d\zeta}\left[c_1 + \right.$$

$$\left. + \frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_z^\infty \rho(\xi)\,E_\lambda(T(\xi))\,e^{-\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_0^\xi \rho(\zeta)\,d\zeta}\,d\xi\right],$$

$$U_\lambda(z, \vartheta) = e^{-\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_0^z \rho(\zeta)\,d\zeta}\left[c_2 + \right.$$

$$\left. + \frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_0^z \rho(\xi)\,E_\lambda(T(\xi))\,e^{\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_0^\xi \rho(\zeta)\,d\zeta}\,d\xi\right]. \qquad (9.1)$$

Постоянные c_1 и c_2 определяются нередко из следующих граничных условий:

$$G_\lambda(\infty, \vartheta) = 0; \quad U_\lambda(0, \vartheta) = E_\lambda(T(0)). \qquad (9.2)$$

Первое из этих граничных условий выражает тот очевидный факт, что на верхней границе атмосферы интенсивность теплового излучения атмосферы, направленного сверху вниз, равна нулю.

Второе граничное условие нередко формулируют исходя из того, что интенсивность теплового излучения, направленного снизу вверх, у земной поверхности можно приравнять либо просто абсолютно черному излучению при температуре поверхности, как это сделано в (9.2), либо абсолютно черному излучению с некоторым поправочным коэффициентом, мало отличающимся от единицы. В оправдание последнего ссылаются обычно на то, что земную поверхность можно считать серым излучателем и поэтому ее излучение и равно излучению абсолютно черного тела с точностью до постоянного коэффициента, величина которого близка к единице. Однако, как заметил М. И. Юдин, такое написание указанного граничного условия представляется совершенно нелогичным. Действительно, если считать, что земная поверхность является серым излучателем и излучает, например, δ процентов от абсолютно черного излучения при ее температуре, то по закону Кирхгофа следует, что и поглощательная способность земной поверхности должна быть равной δ. Таким образом, из того суммарного теплового излучения атмосферы G_0, которое приходит к земной поверхности, последняя поглощает лишь часть, равную δG_0. Так как остальная часть G_0 может только отразиться, то, вообще говоря, рассматриваемое граничное условие следует писать в таком виде:

$$U_0 = \delta B_0 + (1-\delta) G_0. \tag{9.3}$$

Как уже отмечалось в главе I, значение δ не столь близко к единице, чтобы можно было пренебречь вторым слагаемым.

Заметим, что мы, ради простоты, рассуждаем применительно к суммарным потокам теплового излучения, однако, очевидно, что эти соображения в такой же степени относятся и к монохроматическим потокам, а также и к интенсивностям излучения.

Вернемся теперь к определению постоянных в формулах (9.1). Ограничимся пока определением постоянных из условий (9.2), имея в виду привести результаты интегрирования уравнений переноса с использованием граничного условия (9.3) далее. После удовлетворения граничных условий (9.2) выражения (9.1) примут следующий вид:

$$G_\lambda(z, \vartheta) = \int_z^\infty \frac{k_\lambda}{\cos\vartheta} \rho(\xi) E_\lambda(T(\xi)) e^{-\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_z^\xi \rho(\zeta)\, d\zeta} d\xi,$$

$$U_\lambda(z, \vartheta) = E_\lambda(T(0)) e^{-\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_0^z \rho(\zeta)\, d\zeta} +$$

$$+ \int_0^z \frac{k_\lambda}{\cos\vartheta} \rho(\xi) E_\lambda(T(\xi)) e^{-\frac{k_\lambda}{\cos\vartheta}\int_\xi^z \rho(\zeta)\, d\zeta} d\xi. \tag{9.4}$$

Как видно, в этих выражениях содержится лишь интегрирование по z. Для расчета монохроматических потоков излучения необходимо выполнить, как уже было указано, еще интегрирование по ϑ и φ, имея в виду соотношение (1.11).

Итак, проинтегрируем оба выражения (9.4) по ϑ и φ, учитывая, что нисходящий и восходящий потоки теплового излучения $G_\lambda(z)$ и $U_\lambda(z)$ можно определить через интенсивность излучения по следующим формулам:

$$G_\lambda(z)=\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} G_\lambda(z,\ \vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\, d\vartheta,$$

$$U_\lambda(z)=\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} U_\lambda(z,\ \vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\, d\vartheta. \tag{9.5}$$

Учитывая (1.12), получим теперь

$$G_\lambda(z)=2\int_z^{\infty} k_\lambda\rho(\xi)B_\lambda(T(\xi))r_\lambda(\xi,\ z)\,d\xi,$$

$$U_\lambda(z)=2B_\lambda(0)R_\lambda(z,\ 0)+2\int_0^{z} k_\lambda\rho(\xi)B_\lambda(T(\xi))r_\lambda(z,\ \xi)\,d\xi, \tag{9.6}$$

где

$$\left.\begin{aligned} r_\lambda(z,\ \xi)&=\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta e^{-\frac{\tau_\lambda(z,\ \xi)}{\cos\vartheta}}\,d\vartheta \\ \tau_\lambda(z,\ \xi)&=\int_\xi^{z} k_\lambda\rho(\zeta)\,d\zeta \\ R_\lambda(z,\ 0)&=\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta\cos\vartheta e^{-\frac{\tau_\lambda(z,\ 0)}{\cos\vartheta}}\,d\vartheta \\ B_\lambda&=\pi E_\lambda \end{aligned}\right\} \tag{9.7}$$

Введем новую переменную $\sec\vartheta=t$. Тогда первые два выражения (9.7) преобразуются таким образом:

$$r_\lambda(z,\ \xi)=\int_1^{\infty} t^{-2}e^{-\tau_\lambda(z,\ \xi)\,t}\,dt,$$

$$R_\lambda(z,\ 0)=\int_1^{\infty} t^{-3}e^{-\tau_\lambda(z,\ 0)\,t}\,dt. \tag{9.8}$$

Принимая во внимание, что

$$E_n(x)=\int_1^\infty t^{-n}e^{-tx}\,dt, \tag{9.9}$$

можем написать вместо (9.8)

$$r_\lambda(z,\ \xi)=E_2(\tau_\lambda(z,\ \xi)),$$
$$R_\lambda(z,\ 0)=E_3(\tau_\lambda(z,\ 0)).$$

Таким образом, выражения (9.6) могут быть теперь с учетом третьей из формул (9.7) записаны следующим образом:

$$G_\lambda(z)=2\int_z^\infty k_\lambda\rho(\xi)B_\lambda(\xi)\,E_2\left(k_\lambda\int_z^\xi\rho(\zeta)\,d\zeta\right)d\xi,$$

$$U_\lambda(z)=2B_\lambda(0)\,E_3\left(k_\lambda\int_0^z\rho(\zeta)\,d\zeta\right)+$$

$$+2\int_0^z k_\lambda\rho(\xi)B_\lambda(\xi)\,E_2\left(k_\lambda\int_\xi^z\rho(\zeta)\,d\zeta\right)d\xi. \tag{9.10}$$

Итак, получены выражения для потоков монохроматического теплового излучения после интегрирования формул для интенсивностей по ϑ и φ.

Как видно из (9.10), потоки монохроматического излучения выражаются через такие интегралы, которые могут быть вычислены лишь численно или графически, если не вводить какие-либо упрощающие предложения.

2. Перенос немонохроматического излучения. Для того чтобы получить выражения для полных потоков теплового излучения, необходимо выполнить интегрирование по всем длинам волн от $\lambda=0$ до $\lambda=\infty$. Таким образом, окончательно получим:

$$G(z)=2\int_0^\infty d\lambda\int_z^\infty k_\lambda\rho(\xi)B_\lambda(\xi)E_2\left(k_\lambda\int_z^\xi\rho(\zeta)\,d\zeta\right)d\xi,$$

$$U_z=2\int_0^\infty B_\lambda(0)\,E_3\left(k_\lambda\int_0^z\rho(\zeta)\,d\zeta\right)d\lambda+$$

$$+2\int_0^\infty d\lambda\int_0^z k_\lambda\rho(\xi)B_\lambda(\xi)\,E_2\left(k_\lambda\int_\xi^z\rho(\zeta)\,d\zeta\right)d\xi. \tag{9.11}$$

Выполнение последнего интегрирования (по всем длинам волн) связано с особенно большими трудностями, так как инфракрасные спектры поглощения многоатомных газов, входящих в состав атмосферы, имеют очень сложную структуру.

Остроумный метод, аналогичный тому, который был предложен В. А. Амбарцумяном для решения вопроса о влиянии избирательного поглощения на лучистое равновесие в звездных атмосферах, применил для исследования потоков теплового излучения в атмосфере А. И. Лебединский. Этот метод позволяет обойти трудность, связанную с необходимостью интегрирования по длинам волн, и был уже применен в главе III при выводе формул для интегральной функции пропускания.

Выполним сначала некоторые преобразования полученных выше выражений (9.10), учитывая тождество $\frac{dE_{n+1}(x)}{dx} = -E_n(x)$ и используя введенное ранее обозначение $w = \int_0^z \rho(\zeta)\,d\zeta$. Заметим, что замена переменной τ_λ переменной w означает, что вводится предположение о независимости коэффициента поглощения k_λ от высоты. Это ограничение может быть без труда устранено лишь в том случае, если все коэффициенты поглощения одинаковым образом зависят от высоты. Действительно, если $k_\lambda(z) = k_\lambda(0) f(z)$, то можно ввести «эффективное» содержание поглощающего излучение вещества $w^* = \int_0^z f(\zeta)\rho(\zeta)\,d\zeta$ и тем самым обобщить рассмотрение на случай зависимости коэффициента поглощения от высоты.

Для того чтобы не загромождать изложение, проделаем указанные выше преобразования на примере только первой из формул (9.10). Будем иметь

$$G_\lambda(w) = -\int_w^{w_\infty} B_\lambda(\mu)\,d\,[2E_3(k_\lambda(\mu - w))], \tag{9.12}$$

где $w_\infty = \int_0^\infty \rho(\zeta)\,d\zeta$; $\mu = \int_0^\xi \rho(\zeta)\,d\zeta$ — переменная интегрирования.

Проинтегрируем теперь обе части (9.12) по всем длинам волн, для которых выполняется неравенство

$$k < k_\lambda < k + dk.$$

Введем при этом следующие обозначения:

$$\int_{(\lambda)} G_\lambda\,d\lambda = G_k; \quad \int_{(\lambda)} B_\lambda\,d\lambda = Bf(k),$$

где интегрирование распространяется на указанную выше совокупность длин волн.

Получим вместо (9.12)

$$G_k(w) = -\int_w^{w_\infty} Bf(k)\, d\,[2E_3(k(\mu - w))].$$

Интегрируя последнее соотношение по всем значениям k от 0 до ∞, получим такую формулу для полного нисходящего потока радиации на уровне z:

$$G(w) = -\int_w^{w_\infty} Bd\left[2\int_0^\infty f(k)\, E_3(k(\mu - w))\, dk\right].$$

Выражение в квадратных скобках этой формулы представляет собой интегральную функцию пропускания для диффузной радиации [см. формулу (1.30)]. Поэтому можем написать

$$G(w) = -\int_w^{w_\infty} B\, dP_F(\mu - w). \tag{9.13}$$

В частном случае $z=0$ ($w=0$) получим для противоизлучения атмосферы

$$G_0 = -\int_0^{w_\infty} B\, dP_F(\mu). \tag{9.14}$$

Аналогичным образом получается следующая формула для восходящего потока теплового излучения:

$$U(w) = B_0 P_F(w) + \int_0^{w_\infty} B\, dP_F(w - \mu). \tag{9.15}$$

При использовании точного граничного условия (9.3) выражение для восходящего потока теплового излучения приобретает такой вид:

$$U(w) = B_0 P_F(w) + \int_0^{w} B\, dP_F(w - \mu) -$$

$$-(1 - \delta)\int_0^{w_\infty} B\, dP_F(\mu + w). \tag{9.16}$$

Нетрудно понять, что отдельные слагаемые в этой формуле имеют простой физический смысл: первое слагаемое определяет часть собственного излучения земной поверхности, доходящую до рассматриваемого уровня; второе слагаемое характеризует излучение слоя атмосферы, расположенного между земной поверхностью и рассматриваемым уровнем; третье слагаемое пред-

ставляет собой ту часть отраженного земной поверхностью противоизлучения атмосферы, которая достигает рассматриваемого уровня.

В частном случае $z=0$ $(w=0)$ получим для восходящего потока теплового излучения на уровне земной поверхности

$$U_0 = \delta B_0 - (1-\delta)\int_0^{w_\infty} B\, dP_F(\mu). \tag{9.17}$$

Для удобства практического использования общих формул (9.13) и (9.16) преобразуем эти формулы, производя в них интегрирование по частям. Выполнив элементарные преобразования, получим:

$$G(w) = B(w) - B(w_\infty) P_F(w_\infty - w) + \\ + \int_w^{w_\infty} P_F(\mu - w)\frac{dB}{d\mu}d\mu, \tag{9.18}$$

$$U(w) = B(w) - (1-\delta) B(w_\infty) P_F(w_\infty + w) + \\ + (1-\delta)\int_0^{w_\infty} P_F(\mu + w)\frac{dB}{d\mu}d\mu - \int_0^{w} P_F(w-\mu)\frac{dB}{d\mu}d\mu. \tag{9.19}$$

Как показывает рассмотрение общих формул для потоков теплового излучения, задача расчета потоков при известном распределении температуры и плотности поглощающего излучение вещества с высотой может быть без труда решена, если известна интегральная функция пропускания для диффузного излучения. Именно поэтому проблема определения интегральной функции пропускания является фундаментальной проблемой в теории переноса теплового излучения.

Анализ формул (9.18) и (9.19) показывает далее, что эти формулы очень удобны для номографирования. Действительно, любой из членов, входящих в формулы (9.18) и (9.19), может быть представлен в виде интеграла $\int P_F dB$, а вся сумма членов определена как аналогичный интеграл по замкнутому контуру. Это означает, что потоки теплового излучения могут быть рассчитаны как площади в системе координат (P_F, B). Возможность простого номографирования формул (9.18) и (9.19) была широко использована различными авторами для построения так называемых радиационных номограмм, предназначенных для расчета потоков теплового излучения в атмосфере. Радиационные номограммы будут детально рассмотрены в § 3.

Интегральная функция пропускания для диффузной радиации $P_F(w)$ в настоящее время не может быть рассчитана теоретически. Поэтому на основе использования общих формул (9.18)

и (9.19) можно разработать лишь полуэмпирические методы расчета потоков теплового излучения, считая функцию пропускания известной из опыта и пользуясь изложенной выше феноменологической теорией. Так как, однако, функция пропускания определена еще недостаточно надежно, в особенности для высоких слоев атмосферы, то представляет интерес разработка чисто теоретических методов расчета потоков излучения, основанных на использовании теоретических формул для функции пропускания линий или полос поглощения, рассмотренных в главе III. Следует заметить, что такая задача при достаточно общей постановке вопроса является чрезвычайно сложной. До сих пор еще не удалось разработать такой методики расчетов, которая была бы практически приемлемой.

§ 2. Приближенные уравнения переноса и их использование для расчета переноса теплового излучения в атмосфере

В главе III было установлено, что с вполне удовлетворительной степенью точности можно точный учет диффузности излучения заменить его приближенным и значительно более простым рассмотрением. Осуществляя приближенный учет диффузности излучения, мы исключаем необходимость выполнения одной из перечисленных выше трех квадратур, а именно интегрирования по всем углам θ. В этом случае уравнения переноса для потоков монохроматического излучения совпадают с уравнениями (1.83) для интенсивностей излучения для $\vartheta=0$ при условии замены E_λ на B_λ. Следует лишь иметь в виду, что либо коэффициент поглощения k_λ, либо плотность поглощающего излучение вещества ρ_w необходимо при использовании уравнений (1.83) для расчета потоков излучения увеличить в 1,66 раза.

Обратимся теперь к выводу общих формул для потоков излучения, основанных на использовании приближенных уравнений переноса. Имеем следующие приближенные уравнения переноса монохроматического излучения:

$$\frac{\partial G_\lambda}{\partial z} = k_\lambda \rho_w (G_\lambda - B_\lambda),$$

$$\frac{\partial U_\lambda}{\partial z} = k_\lambda \rho_w (B_\lambda - U_\lambda). \qquad (9.20)$$

Напомним в дополнение к сказанному выше, что при выводе уравнений (9.20) предполагается, что в атмосфере выполняются условия локального термодинамического равновесия. Заметим также, что, хотя уравнения (9.20) предполагают наличие в атмосфере лишь одной поглощающей компоненты, в действительности можно учесть две компоненты: водяной пар и углекислый газ, в соответствии с той схемой компенсации коэффициента поглощения или массы (плотности) водяного пара, которая была

изложена в § 3 главы III. Таким образом, несмотря на то что величина ρ_w обозначает плотность водяного пара в атмосфере, в уравнениях (9.20) может быть учтено поглощение (излучение) не только водяным паром, но и углекислым газом.

Уравнения (9.20) дают возможность вычислить потоки монохроматического излучения в атмосфере при заданных распределениях по высоте температуры и плотности водяного пара. Нас интересуют, однако, либо полные потоки излучения, либо потоки, относящиеся к отдельным областям спектра конечной ширины. И те и другие потоки излучения могут быть получены интегрированием выражений для потоков монохроматического излучения по соответствующей области спектра. Как уже отмечалось выше, непосредственно выполнить такое интегрирование не удается вследствие большой сложности инфракрасного спектра поглощения атмосферы.

Весьма удачный путь преодоления этой трудности открывает использование метода учета избирательности поглощения, предложенного В. А. Амбарцумяном. В этом случае необходимо лишь иметь заданную функцию поглощения.

Выше было показано, что инфракрасный спектр поглощения атмосферы может быть разбит на ряд участков, поглощение в пределах которых можно вполне удовлетворительно описать экспоненциальной функцией поглощения. Легко понять, что, преобразуя уравнения переноса в соответствии с рассмотренной ранее выборочной схематизацией спектра поглощения и интегрируя преобразованные уравнения, можно получить формулы, аналогичные (9.18)—(9.19), при условии, что поглощение в отдельных участках спектра описывается экспоненциальной функцией поглощения.

Перейдем к указанному преобразованию уравнений (9.20), следуя методике, предложенной автором. Просуммируем уравнения (9.20) по всем длинам волн от 0 до ∞ (практически необходимо, разумеется, лишь суммирование по конечному промежутку длин волн). Получим:

$$\frac{\partial}{\partial z}\sum_{\lambda=0}^{\infty} G_\lambda = \sum_{\lambda=0}^{\infty} k_\lambda \rho_w G_\lambda - \sum_{\lambda=0}^{\infty} k_\lambda \rho_w B_\lambda,$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\sum_{\lambda=0}^{\infty} U_\lambda = \sum_{\lambda=0}^{\infty} k_\lambda \rho_w B_\lambda - \sum_{\lambda=0}^{\infty} k_\lambda \rho_w U_\lambda. \qquad (9.21)$$

Заметим, что практически суммы в уравнениях (9.21) следует понимать как суммы по очень узким, но все же обладающим конечной шириной участкам спектра.

Составим теперь из членов, входящих в эти суммы n таких выборок по длинам волн, чтобы коэффициенты поглощения для радиации в пределах данной выборки мало отличались друг от

друга. Пусть величина потока абсолютно черного излучения, приходящегося на каждую из выборок, равна $B_j = \sum_{(\lambda)} B_\lambda = P_j B$, где $B = \sigma T^4$. Теперь для каждой из полученных выборок определим средние коэффициенты поглощения (подобно тому, как это было сделано в главе III), которые можно будет вынести за знак суммирования по отдельным выборкам. Тогда получим, обозначая потоки радиации, соответствующие отдельным выборкам, индексом j, такие уравнения:

$$\frac{\partial G_j}{\partial z} = k_j \rho_w (G_j - p_j B),$$

$$\frac{\partial U_j}{\partial z} = k_j \rho_w (p_j B - U_j). \tag{9.22}$$

Проинтегрируем эти уравнения при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} z &= \infty \quad G_j = 0, \\ z &= 0 \quad U_j = \delta p_j B + (1 - \delta) G_j, \\ &\qquad j = 1, 2, \ldots, n; \end{aligned} \tag{9.23}$$

где δ — относительная излучательная (поглощательная) способность земной поверхности, причем земная поверхность, как обычно, считается серым излучателем.

Введем новую независимую переменную $w = \int_0^z \rho_w dz$. Теперь получим вместо (9.22)

$$\frac{\partial G_j}{\partial w} = k_j (G_j - p_j B),$$

$$\frac{\partial U_j}{\partial w} = k_j (p_j B - U_j), \quad j = 1, 2, \ldots, n. \tag{9.24}$$

Граничные условия (9.23) преобразуются таким образом:

$$\begin{aligned} w &= w_\infty \quad G_j = 0, \\ w &= 0 \quad U_j = \delta p_j B + (1 - \delta) G_j, \\ &\qquad j = 1, 2, \ldots, n. \end{aligned} \tag{9.25}$$

Интегрирование уравнений (9.24) с граничными условиями (9.25) приводит к следующим результатам:

$$G_j(w) = p_j B(w) - p_j B(w_\infty) e^{-k_j (w_\infty - w)} + p_j \int_w^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu} e^{-k_j (\mu - w)} d\mu,$$

$$U_j(w) = p_j B(w) - (1 - \delta) \varepsilon_j e^{k_j w} - p_j \int_0^w \frac{dB}{d\mu} e^{-k_j (w - \mu)} d\mu, \tag{9.26}$$

где

$$\varepsilon_j = p_j B(w_\infty) e^{-k_j w_\infty} - p_j \int_0^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu} e^{-k_j \mu} d\mu,$$

$$j = 1, 2, \ldots, n.$$

На основании этих формул выражения для интегральных потоков теплового излучения получаются суммированием по всем выборкам:

$$G(w) = \sum_{j=1}^{n} G_j(w),$$

$$U(w) = \sum_{j=1}^{n} U_j(w). \qquad (9.27)$$

Таким образом, вся задача сводится в конечном счете к вычислению интегралов, входящих в формулы (9.26). Эти интегралы могут быть без труда вычислены, если воспользоваться известными приближенными методами расчета интегралов. Если же рассмотреть случаи различных схематизированных моделей стратификации атмосферы, то результаты могут быть представлены в аналитической форме. Особенно простые выражения получаются при использовании предположения о том, что вертикальный градиент температуры в атмосфере постоянен, а абсолютная влажность экспоненциально убывает с высотой. Весьма простой вид имеет в этом случае формула для эффективного излучения подстилающей поверхности

$$F_0 = \delta \left[B(T_H) + \left| \frac{\overline{dB}}{dz} \right| H \right] [1 - A(w_\infty)] +$$

$$+ \frac{\delta}{\beta} \left| \frac{\overline{dB}}{dz} \right| \sum_{j=1}^{\nu} p_j e^{-k_j w_\infty} [Ei(k_j w_\infty) - (C + \ln k_j w_\infty)]. \qquad (9.28)$$

Здесь T_H — температура воздуха на уровне тропопаузы $z = H$; $A(w_\infty)$ — интегральная функция поглощения для всей толщи атмосферы; β — коэффициент в соотношении $\rho_w = \rho_{w_0} e^{-\beta z}$, характеризующем убывание абсолютной влажности с высотой; $\left| \frac{\overline{dB}}{dz} \right|$ — среднее для тропосферы абсолютное значение вертикального градиента величины $B = \sigma T^4$; $Ei(x)$ — интегральная показательная функция; C — постоянная Эйлера.

Нетрудно понять, что второй член в этой формуле является поправочным. Это ясно из самого вида выражения, стоящего в квадратных скобках. Численный расчет показывает также, что достаточно ограничиться значением $\nu=2$. При этом $p_1=0{,}25$; $p_2=0{,}11$ и соответствующие коэффициенты поглощения (с учетом диффузности) имеют значения 0,166 и 0,8 $см^2/г$.

Как видно, используемая при расчете эффективного излучения схематизация инфракрасного спектра поглощения количественно отличается от той схемы, которая применялась в расчетах потоков лучистой энергии. Такое видоизменение является, однако, результатом тех выводов, которые были сделаны на основании этих расчетов. Так как было выяснено, что при расчете переноса теплового излучения наиболее существенно описать поглощение в области максимальной прозрачности и слабого поглощения, то при вычислении эффективного излучения и была выполнена несколько бóльшая детализация спектра поглощения в области малых значений k и совсем исключена из рассмотрения область больших значений k.

Пренебрегая вторым членом в выражении (9.28) и воспользовавшись приближенным соотношением $B_0 - B_H \simeq \left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H$, получим следующую упрощенную формулу для расчета эффективного излучения:

$$F_0 = \delta\left[B_0 + c_1\left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H\right]\left[1 - A(w_\infty)\right]. \qquad (9.29)$$

Здесь c_1 — некоторый поправочный коэффициент, компенсирующий отбрасывание второго члена в формуле (9.28). Величина этого коэффициента может быть оценена теоретически.

Будем называть «нормальной» такую атмосферу, в которой имеет место постоянный вертикальный градиент температуры от $z=0$ до $z=H$ и распределение абсолютной влажности описывается экспоненциально убывающей функцией высоты. Из формулы (9.29) видно, что в случае нормальной атмосферы эффективное излучение подстилающей поверхности определяется пятью физическими величинами: температурой у земной поверхности (так как $B_0=\sigma T_0^4$), вертикальным градиентом температуры (так как величина $\frac{dB}{dz}$ определяется прежде всего значением вертикального градиента температуры $\gamma=\frac{dT}{dz}$), общим содержанием водяного пара в атмосфере (w_∞), излучательной способностью подстилающей поверхности (δ), высотой тропопаузы (H). Что касается зависимости F_0 от высоты тропопаузы, то эта зависимость для данного географического пункта не является

существенной, поскольку средняя величина H для данного пункта обычно не испытывает значительных изменений по сравнению со всеми остальными величинами. Важное значение при расчете эффективного излучения имеют вид функции поглощения и величины ее численных параметров.

Сопоставление теоретической формулы (9.29) с эмпирическими формулами для расчета эффективного излучения позволяет количественно проанализировать область применимости последних. Этот вопрос будет рассмотрен несколько далее.

В непосредственной близости от земной поверхности (в приземном слое атмосферы) обычно наблюдаются значительно бóльшие вертикальные градиенты температуры, чем в свободной атмосфере. В этом случае вертикальный профиль температуры может быть схематизирован следующим образом:

$$T = T_0 \pm a \ln \frac{z}{\varepsilon_0} \quad \text{при} \quad \varepsilon_0 \leqslant z \leqslant h,$$

$$T = T_h - \gamma (z - h) \quad \text{при} \quad h \leqslant z \leqslant H.$$

Здесь a — постоянная, ε_0 — так называемая термическая шероховатость, h — высота приземного слоя атмосферы. Знак «плюс» относится к инверсионной, а знак «минус» — к неравновесной стратификации атмосферы.

Несложные выкладки показывают, что в рассматриваемом случае вместо (9.29) получается следующая формула:

$$F_0 = \delta \left[B_0 + c_1 \left| \frac{\overline{dB}}{dz} \right| H \right] [1 - A(w_\infty)] \pm$$

$$\pm \delta a \sigma \overline{T^3_{(0,\,h)}} \sum_{j=1}^{4} [Ei(-k_j \rho_{w_0} h) - Ei(-k_j \rho_{w_0} \varepsilon_0)]. \qquad (9.30)$$

В этой формуле $\overline{T^3_{(0,\,h)}}$ — среднее значение T^3 для приземного слоя атмосферы. Знак «плюс» относится к случаю сверхравновесных, знак «минус» — к случаю инверсионных вертикальных градиентов температуры. Совершенно очевидно, что второе слагаемое в формуле (9.30) характеризует влияние стратификации приземного слоя атмосферы на величину эффективного излучения.

При выводе формул (9.26) — (9.30) не была принята во внимание зависимость поглощения радиации от давления и температуры. В первом приближении эту зависимость легко, однако, учесть посредством введения эффективного содержания водяного пара w^* вместо реального содержания w

$$w^* = \int_0^z f(z) \rho_w \, dz. \qquad (9.31)$$

Практически достаточно принять во внимание только зависимость поглощения радиации от давления; при этом чаще всего считают, что $f(z) = \sqrt{\frac{p(z)}{p_0}}$, где p_0 — стандартное давление на уровне земной поверхности (1000 *мб*); $p(z)$ — давление на уровне z.

§ 3. Радиационные номограммы

Полученные в § 2 приближенные аналитические формулы удобны для наглядного анализа закономерностей переноса теплового излучения, или приближенных расчетов при отсутствии данных аэрологических зондирований. Достаточно точные расчеты потоков теплового излучения с использованием аэрологических данных значительно удобнее осуществлять посредством графического вычисления интегралов, входящих в формулы (9.18)—(9.19), или использования для этой цели электронных вычислительных машин (когда объем вычислений становится очень большим). В настоящем параграфе будут рассмотрены так называемые радиационные номограммы, предназначенные для графического вычисления упомянутых интегралов. За последние 20 лет было предложено около десятка различных вариантов подобных номограмм Ф. Мёллером, А. А. Дмитриевым, В. М. Эльзассером, Г. Ямамото, Г. Д. Робинсоном и др. Здесь будут рассмотрены две номограммы: номограмма Ф. Н. Шехтер, получившая в СССР наиболее широкое распространение, и номограмма автора и Х. Ю. Нийлиск, являющаяся наиболее точной.

1. Номограмма Ф. Н. Шехтер. В основу построения номограммы Шехтер положены общие формулы для потоков теплового излучения, получающиеся в результате интегрирования уравнений переноса радиации по методу В. А. Амбарцумяна и А. И. Лебединского. Нетрудно понять, что полученные выше формулы (9.18)—(9.19) для потоков теплового излучения могут быть преобразованы таким образом, что правая часть этих формул будет представлять собой интеграл по некоторому замкнутому контуру. Действительно, можем написать, например, вместо (9.19)

$$G(0) = \int_0^{B(0)} P_F(0)\,dB + \int_{B(0)}^{B(u_\infty)} P_F(u)\,dB + \int_{B(u_\infty)}^{0} P_F(u_\infty)\,dB = \oint P_F(u)\,dB, \tag{9.32}$$

где $u = \mu - w$ — содержание водяного пара, отсчитываемое от рассматриваемого уровня; $u_\infty = w_\infty - w$ — общее содержание водяного пара выше рассматриваемого уровня.

Как видно из формулы (9.32), противоизлучение атмосферы на данном уровне численно равно площади, ограниченной замкнутым контуром, изображенным в системе координат (P_F, B). Аналогичным образом может быть определен и восходящий поток теплового излучения. В соответствии с этим номограмма для расчета потоков теплового излучения представляет собой прямоугольную номограмму, по оси абсцисс которой нанесены значения σT^4, а по оси ординат — величины функции пропускания P_F для потока радиации. При этом обычно для удобства практических вычислений на оси абсцисс указываются значения температуры, а не σT^4. Точно так же на оси ординат нанесены величины содержания водяного пара, а не P_F.

Функция пропускания для потока радиации, использованная Шехтер, была описана выше (см. главу III). При этом для учета поглощения углекислым газом Ф. Н. Шехтер использовала прием, аналогичный тому, который был предложен автором (см. § 3 главы III). Для учета влияния давления на поглощение радиации содержание водяного пара понимается в смысле «эффективного» содержания, определяемого формулой

$$w^* = \int_0^z \sqrt{\frac{p}{p_0}}\, \rho_w\, dz = \int_0^z \sqrt{\frac{p}{p_0}}\, q\rho\, dz, \tag{9.33}$$

где q — удельная влажность; ρ — плотность воздуха.

Несколько далее будет рассмотрен конкретный пример расчетов по номограмме Шехтер.

Первоначально Шехтер построила радиационную номограмму, предназначенную для расчета потоков теплового излучения. Позднее эта номограмма была несколько переработана с той целью, чтобы сделать ее пригодной не только для расчета полусферических потоков излучения, но и для вычислений потоков в пределах телесного угла, ограниченного любыми двумя альмукантаратами. Можно показать, что противоизлучение атмосферы $G(w, \vartheta)$ для сферического пояса, прилегающего к горизонту и ограниченного сверху альмукантаратом, которому соответствует зенитный угол ϑ, определяется следующей формулой:

$$G(w, \vartheta) = \oint B(u)\, d\left[P_F\left(\frac{u}{\cos\vartheta}\right)\cos^2\vartheta\right]. \tag{9.34}$$

Как видно, в случае $\vartheta = 0$ отсюда получается соотношение, тождественное формуле (9.32) для полусферического потока противоизлучения.

Очевидно, что противоизлучение для пояса полусферы, ограниченного двумя произвольными альмукантаратами, можно определить как разность двух величин, рассчитанных по формуле (9.34).

Формула (9.34) показывает, что при построении номограммы для расчета потоков теплового излучения в пределах произвольного телесного угла шкала оси ординат, по которой откла-

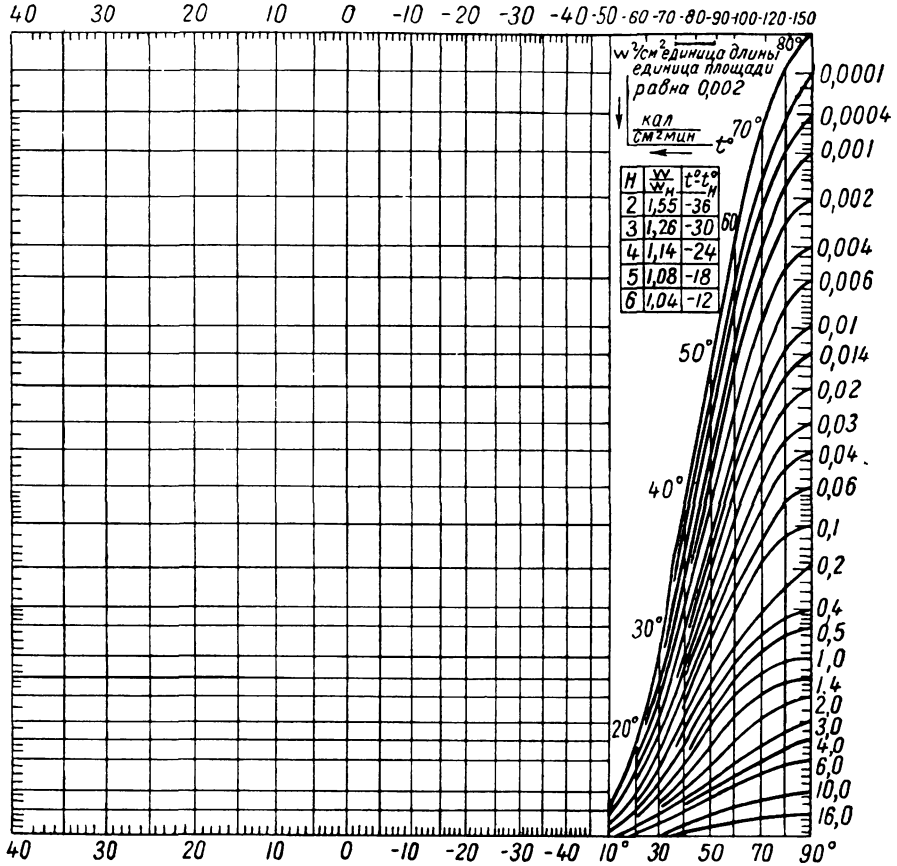


Рис. 145. Радиационная номограмма Шехтер.

дываются величины $P_F\left(\frac{u}{\cos\vartheta}\right)\cos^2\vartheta$, должна быть более сложной, чем в случае расчета полусферических потоков радиации.

На номограмме Ф. Н. Шехтер нанесены изолинии постоянной температуры (вертикальные прямые линии) и изолинии постоянной поглощающей массы (горизонтальные прямые линии) (рис. 145). В правой части номограммы дан вспомогательный график, предназначенный для расчета потоков теплового излучения в пределах произвольного телесного угла. Рассмотрим сна-

чала, каким образом могут быть вычислены нисходящий и восходящий полусферические потоки теплового излучения на некотором уровне в атмосфере. Пусть температура воздуха на этом уровне равна T_1. Прежде всего необходимо выразить изменение температуры выше и ниже рассматриваемого уровня в функции от эффективной поглощающей массы, отсчитываемой вверх и вниз от данного уровня. Эффективная поглощающая масса может быть вычислена либо по специальной вспомогательной номограмме, либо путем послойного расчета на основе формулы (9.33) по данным аэрологического зондирования (для этого требуется знать изменение удельной влажности с высотой). Получив значения функции $T(w)$ для определенной совокупности уровней выше и ниже рассматриваемого уровня, следует затем нанести эти значения на номограмму и построить соответствующие кривые $T(w)$ для слоев атмосферы выше и ниже рассматриваемого уровня. Пусть это будут кривые BC и BE (рис. 146). Очевидно, точка C на кривой BC будет соответствовать верхней точке зондирования. Так как аэрологические зондирования не всегда достигают достаточно больших высот, то в связи с этим возникает вопрос о возможности экстраполяции кривой BC до такой высоты, выше которой содержание водяного пара ничтожно мало. Для осуществления подобной экстраполяции в правом верхнем углу номограммы Шехтер (рис. 145) приведена вспомогательная таблица. Здесь H — высота верхней точки зондирования; w и w_H — поглощающие массы для всей атмосферы и для слоя атмосферы толщиной H; t и t_H — температура воздуха на высоте 8 *км* и на высоте H. Рассматриваемая таблица рассчитана в предположении, что весь водяной пар сконцентрирован в нижнем восьмикилометровом слое атмосферы, и предназначена для экстраполяции кривой $T(w)$ до уровня $z=8$ *км* в том случае, когда рассчитывается противоизлучение атмосферы на уровне земной поверхности и данные аэрологических зондирований ограничиваются высотами $H<8$ *км*. Однако, разумеется, и в этом случае такая экстраполяция должна рассматриваться как приближенная.

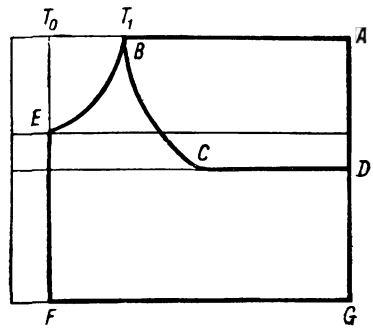


Рис. 146. Иллюстрация к пользованию номограммой Шехтер.

Если точка C соответствует достаточно большой высоте (порядка 8—10 *км*), то необходимость экстраполяции кривой BC отпадает и начиная от точки C эта кривая должна быть продолжена по изолинии, соответствующей точке C поглощающей

массы, до правой вертикальной координатной линии (последняя представляет собой изолинию $T=0$). После этого контур должен быть замкнут добавлением прямолинейных участков DA и AB. Величина площади $BCDAB$ и определит нисходящий поток теплового излучения атмосферы на рассматриваемом уровне.

В правом верхнем углу номограммы (рис. 145) указан масштаб, позволяющий по найденной величине площади получить значение потока радиации в абсолютных единицах.

Аналогичным образом может быть рассчитан и восходящий поток теплового излучения. Точка E на кривой BE соответствует уровню земной поверхности. Так как излучение земной поверхности можно отождествлять с излучением изотермического слоя водяного пара бесконечной толщины, то кривую BE следует продолжить по изотерме $T=T_0$ (T_0 — температура земной поверхности) до точки F, которой соответствует $w=\infty$. После этого контур должен быть замкнут добавлением прямолинейных участков FG и GA. Величина площади $BEFGAB$ определяет восходящий поток теплового излучения на рассматриваемом уровне. Разность площадей $BEFGAB$ и $BCDAB$ характеризует эффективное излучение земной поверхности в том случае, если последняя излучает как абсолютно черное тело. Так как в действительности относительная излучательная (соответственно поглощательная) способность земной поверхности меньше единицы, то при известном δ можно ввести поправку на нечерноту земной поверхности, умножая полученную выше величину эффективного излучения на δ.

Расчет потоков теплового излучения для сферического пояса между линией горизонта и произвольным альмукантаратом, угловая высота которого по отношению к горизонту составляет h, в общем аналогичен расчету полусферических потоков. Различие состоит лишь в способе определения поглощающих масс. Если, например, $h=50°$, то в качестве шкалы поглощающих масс должна служить вертикальная прямолинейная изолиния вспомогательной номограммы в правой части рис. 145, отмеченная цифрой 50°. Криволинейные изолинии на вспомогательной номограмме соединяют точки, которым соответствуют одинаковые величины w, указанные на правой вертикальной шкале радиационной номограммы. Приведем в качестве примера расчет противоизлучения атмосферы для полусферы и сферического пояса при $h=50°$ (рис. 147). На изображенной здесь номограмме площадь $AOBBДA$ определяет полусферический поток противоизлучения атмосферы; площадь $EOЖKME$ — поток противоизлучения от сферического пояса, расположенного между линией горизонта и альмукантаратом $h=50°$. Очевидно, разность площадей $AOBBДA$ и $EOЖKME$ характеризует противоизлучение атмосферы в пределах вертикального конуса с углом раствора 80°.

2. Номограмма автора и Х. Ю. Нийлиск. Цель построения этой номограммы состояла в том, чтобы на основе использования наиболее надежных количественных характеристик поглощения длинноволновой радиации учесть влияние на перенос теплового излучения в атмосфере трех основных компонент — водяного пара, углекислого газа и озона. Обозначим через $P_F(w,\ u,\ m)$ — функцию пропускания атмосферы, полученную

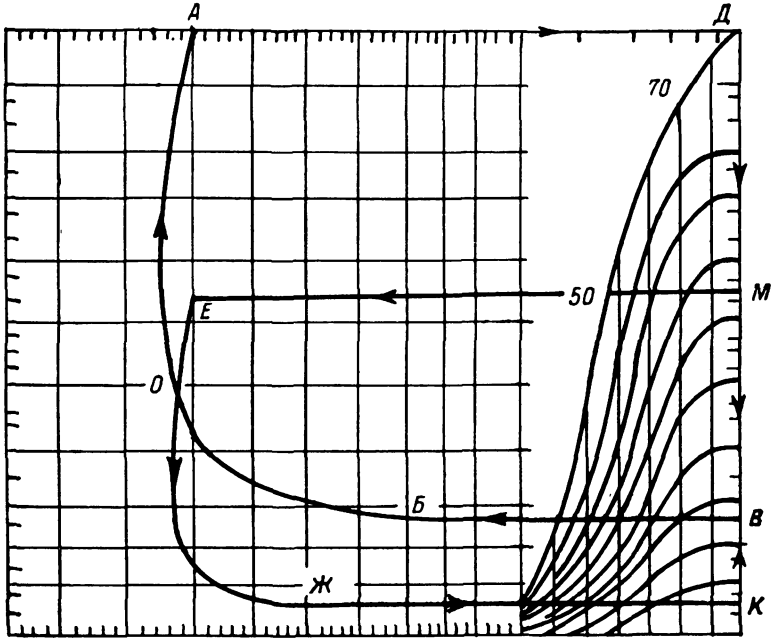


Рис. 147. Иллюстрация к пользованию номограммой Шехтер.

с учетом водяного пара w, углекислого газа u и озона m. Результаты расчетов показывают, что эта функция пропускания может быть представлена в виде

$$P_F(w,\ u,\ m) = 0{,}01\ [P_F(w,\ u) + \Delta P_F(w,\ m)]. \qquad (9.35)$$

Здесь $P_F(w,\ u)$ — функция пропускания водяного пара и углекислого газа; $\Delta P_F(w,\ m)$ — поправочный член, позволяющий учесть влияние озона. Величины $P_F(w,\ u)$ и $\Delta P_F(w,\ m)$, выраженные в тысячных долях единицы, приведены в приложениях 2 и 3. Определив по этим таблицам величины функции пропускания для различных уровней в атмосфере, можно затем осуществить расчет потоков теплового излучения по такой же методике, что и с помощью номограммы Шехтер. На рис. 148 изо-

бражен бланк новой радиационной номограммы. Здесь на оси абсцисс, как и ранее, отложены значения температуры, а по оси ординат — величины функции пропускания. Таким образом, в данном случае исходным материалом для нанесения на номограмму является функционал $T(P_F)$, а не $T(w)$, как это было

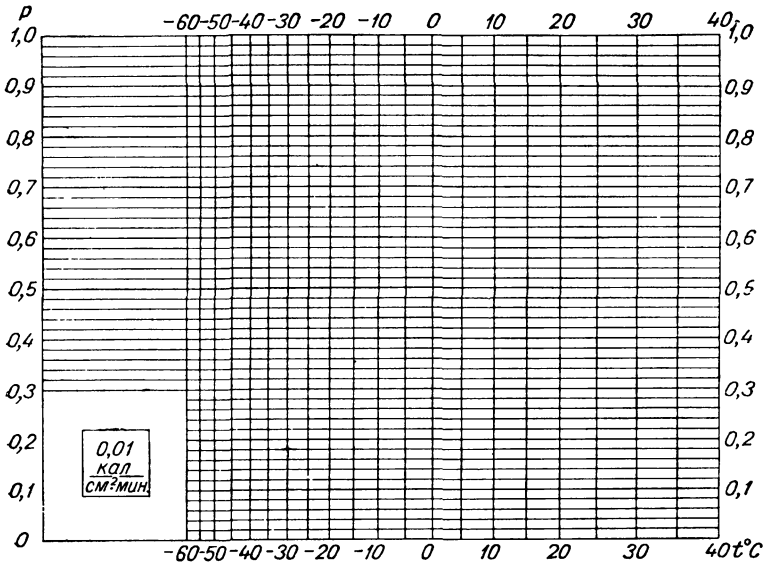


Рис. 148. Новая радиационная номограмма.

в случае номограммы Шехтер. В остальном методика расчета остается прежней.

§ 4. Перенос теплового излучения в облаках

Все рассмотренные выше результаты касаются переноса теплового излучения в слоях атмосферы, не содержащих облаков. Существенной особенностью, сильно упрощающей в этом случае решение задачи, является возможность пренебрежения учетом рассеяния радиации. Совсем иначе обстоит дело при наличии облачного слоя. Капли воды, составляющие облако, имеют размеры, сравнимые с длинами волн теплового излучения. Поэтому в данном случае учет рассеяния имеет важное значение. Строгое решение задачи о переносе теплового излучения в облаках может быть получено только на основе использования точного уравнения переноса лучистой энергии (1.80). Именно таким образом подошла к решению этой задачи Е. М. Фейгельсон. Как показал К. С. Шифрин, в рассматриваемом случае коэффициенты поглощения так же, как и коэффи-

циенты рассеяния, могут быть правильно определены лишь на основе использования дифракционной теории радиационных свойств облачных капель. Оказывается, например, что в силу эффекта дифракции излучение капли в области некоторых длин волн превышает абсолютно черное излучение при температуре капли. Результаты выполненных Шифриным расчетов коэффициентов рассеяния и поглощения позволяют вполне строго решить задачу о переносе теплового излучения в монодисперсном облаке, состоящем из водяных капель, имеющих определенный радиус.

Основной результат расчетов Фейгельсон и Шифрина, относящихся к случаю мощных слоистых облаков, заключается в выводе того факта, что облако «активно» по отношению к тепловому излучению лишь вблизи от своих границ (т. е. только в пограничных слоях). Поток теплового излучения, входящий в облако, полностью поглощается уже на расстоянии порядка нескольких десятков метров (очевидно, вообще говоря, что это поглощение существенно зависит от длины волны: оно велико в областях сильного поглощения, где глубина проникновения радиации составляет всего несколько метров, и мало в областях слабого поглощения, где глубина проникновения возрастает до 50—100 *м*). Эффективный поток теплового излучения отличен от нуля лишь в пределах пограничных слоев. Внутри же облака он равен нулю: здесь восходящий и нисходящий потоки теплового излучения практически тождественны абсолютно черному излучению при температуре соответствующего уровня. Измерения В. Л. Гаевского полностью подтверждают эти выводы.

Поскольку радиационные пограничные слои облака имеют сравнительно малую толщину, то это означает, что в первом приближении тепловое излучение, выходящее через поверхность облака, можно отождествлять с излучением абсолютно черного тела при температуре, соответствующей границе облака. Последнее обстоятельство позволяет использовать уже упоминавшееся выше простое граничное условие на уровне поверхности облака, сводящееся к предположению, что эта поверхность является абсолютно черным излучателем. М. С. Маршунова показала, однако, что такое предположение можно считать справедливым лишь для теплых облаков. Анализ данных измерений противоизлучения атмосферы в Арктике при сплошной облачности и отрицательных температурах на уровне нижней поверхности облаков показал, что в таком случае относительная излучательная способность облаков значительно меньше единицы, особенно при понижении температуры до —6, —10° С. По-видимому, это можно объяснить резким уменьшением водности облаков и появлением ледяной фазы.

Упомянутые выше результаты относятся к случаю слоистых облаков, имеющих достаточно большую оптическую толщину.

Совершенно очевидно, что они не справедливы и для облаков верхнего яруса. Ясно, в частности, что излучение, выходящее через границы облаков верхнего яруса, уже нельзя отождествлять с абсолютно черным. К сожалению, количественная теория переноса теплового излучения в облаках верхнего яруса еще не разработана.

§ 5. Эффективное излучение подстилающей поверхности и противоизлучение атмосферы

Одним из наиболее важных в практическом отношении приложений теории переноса теплового излучения в атмосфере является вопрос о расчете эффективного излучения подстилающей поверхности и противоизлучения атмосферы.

Современные экспериментальные данные по эффективному излучению подстилающей поверхности сравнительно многочисленны, однако все же не позволяют подойти к решению многих важных задач климатологии и метеорологии, опираясь только на экспериментальный материал. Поэтому в тех работах, которые посвящены, например, климатологическому исследованию радиационного или теплового баланса подстилающей поверхности, все данные, касающиеся эффективного излучения, получаются расчетным путем.

Именно поэтому вопросу о расчете эффективного излучения подстилающей поверхности и противоизлучения атмосферы отводится в этой книге значительное место.

1. Наблюдаемые закономерности изменения эффективного излучения и противоизлучения. В настоящее время имеются довольно многочисленные результаты наблюдений над эффективным излучением и противоизлучением. Однако почти все эти результаты не являются достаточно надежными. Как уже отмечалось в главе II, существующие методы измерений потоков теплового излучения, особенно в дневное время, несовершенны. Ошибки измерений достигают обычно 10—15%. Еще бо́льшими могут быть ошибки определения величины эффективного излучения и противоизлучения в дневное время, когда эти величины находятся, как правило, косвенным путем. Следует отметить также, что во многих случаях в литературе приводятся величины эффективного излучения зачерненной приемной поверхности приборов, тогда как практический интерес представляют, конечно, величины истинного эффективного излучения подстилающей поверхности. Естественно, что эти величины отнюдь не являются тождественными. Отмеченные обстоятельства свидетельствуют о том, что приводимые ниже результаты измерений эффективного излучения и противоизлучения следует рассматривать как приближенные.

Безоблачное небо. Наиболее простые закономерности изменения эффективного излучения и противоизлучения наблю-

даются в случае безоблачного неба. Установлено, что эффективное излучение имеет простой суточный ход с максимумом в околополуденные часы и минимумом перед восходом солнца. Наиболее многочисленны исследования ночного хода эффективного излучения, так как в настоящее время удовлетворительно разработаны лишь методы непосредственного измерения эффективного излучения в ночное время. Результаты наблюдений свидетельствуют о том, что, как правило, в ночное время происходит монотонное уменьшение величины эффективного излучения, начиная от момента захода солнца до момента восхода. Это можно видеть, например, из табл. 142, составленной М. С. Чумаковой по данным наблюдений с помощью пиргеометра Савинова в Карадаге (Крым) в 1938 г.

Таблица 142

Ночной ход эффективного излучения (*кал/см²·мин*) в ясные ночи, по данным наблюдений в Карадаге в 1938 г.

Месяц	Истинное солнечное время, *час*						
	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24	24—1	1—2
V	0,141	0,139	0,136	0,134	0,134	0,130	0,128
VI	0,131	0,131	0,126	0,123	0,122	0,120	0,116
VII	0,139	0,136	0,130	0,133	0,129	0,131	0,132
VIII	0,133	0,130	0,128	0,125	0,123	0,120	0,113
Среднее	0,136	0,134	0,130	0,129	0,127	0,125	0,121

Аналогичные результаты были получены З. И. Пивоваровой и некоторыми другими авторами. По данным О. Чепа, в среднем эффективное излучение уменьшается в течение ночи на 10—15%. Приведенные в табл. 142 величины представляют собой эффективное излучение зачерненной поверхности прибора. Сравнение хода этих величин с изменением температуры прибора обнаружило наличие довольно высокой корреляции. Такой результат свидетельствует о том, что основной причиной ночного хода эффективного излучения является изменение температуры излучающей поверхности.

Несколько более сложный ночной ход эффективного излучения был обнаружен И. Н. Ярославцевым и Ф. А. Белецким. По данным наблюдений Ярославцева с помощью пиргеометра Онгстрема, в Ташкенте ночной ход эффективного излучения в среднем имеет два максимума. Первый из максимумов — вечерний — примерно совпадает с концом вечерних астрономических сумерек (что соответствует высоте солнца $h_\odot = -16{,}5°$); второй максимум — утренний — наблюдается в начале утренних гражданских сумерек ($h_\odot = -5{,}5°$). Два максимума в ночном ходе

эффективного излучения отмечены также Ф. А. Белецким для Одессы. Теоретические расчеты эффективного излучения, выполненные Б. М. Гальперин с помощью радиационной номограммы Шехтер по данным учащенных аэростатных зондирований, также обнаружили немонотонный ход эффективного излучения в течение ночи.

Дневной ход эффективного излучения изучен главным образом путем косвенного определения величин эффективного излучения по данным измерений радиационного баланса и суммарной радиации. Наблюдения З. И. Пивоваровой, Б. А. Айзенштата и М. В. Зуева и других авторов обнаружили, что дневной ход эффективного излучения несколько асимметричен относительно полудня: максимальные значения эффективного излучения наблюдаются в период от 12 до 14 *час* (по местному времени). Наибольшее максимальное значение эффективного излучения в дневное время было получено Айзенштатом и Зуевым по данным наблюдений в пустыне на поляне среди саксаульника; оно составляло 0,44 *кал/см*^{2} · *мин.*

Выше уже отмечалось, что эффективное излучение зависит от целого ряда факторов, таких, как температура подстилающей поверхности и воздуха, общее содержание водяного пара в атмосфере и др. Однако, как показал М. Е. Берлянд, наиболее важным фактором, определяющим суточный ход эффективного излучения, является разность температур подстилающей поверхности и воздуха на уровне метеобудки.

Противоизлучение атмосферы, так же как и эффективное излучение, обладает сравнительно простым суточным ходом. На рис. 149 представлена кривая суточного хода противоизлучения по данным наблюдений автора и Т. С. Гольм с помощью специального радиометра, позволявшего непосредственно измерять противоизлучение атмосферы в дневное время. Как видно из рисунка, при ясном небе в течение первой половины дня происходит возрастание противоизлучения. При этом наблюдается довольно хорошая корреляция между противоизлучением и температурой и влажностью воздуха. Максимум противоизлучения очень «плоский»: уменьшение противоизлучения происходит лишь в вечерние часы.

Другие наблюдения и расчеты также показывают, что обычно увеличение противоизлучения имеет место в дополуденное время и уменьшение — в послеполуденное. Максимальные величины противоизлучения наблюдаются спустя некоторое время после полудня. Непосредственные измерения противоизлучения атмосферы, осуществленные В. Л. Гаевским, показали, что в зимнее время года (при наличии снежного покрова) противоизлучение практически не изменяется в течение суток).

Для иллюстрации характера суточного хода противоизлуче-

ния можно привести также следующие данные наблюдений Б. А. Айзенштата и М. В. Зуева в условиях пустыни:

Время, *час*	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8
G_0 *кал/см²·мин*	0,50	0,50	0,50	0,50	0,50	0,49	0,44	0,47
Время, *час*	8—9	9—10	10—11	11—12	12—13	13—14	14—15	
G_0 *кал/см²·мин*	0,52	0,58	0,62	0,64	0,64	0,64	0,63	
Время, *час*	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	
G_0 *кал/см²·мин*	0,62	0,58	0,56	0,56	0,54	0,53	0,53	
Время, *час*	22—23	23—24						
G_0 *кал/см²·мин*	0,53	0,51						

Как видно из таблицы, максимальные значения противоизлучения, по данным наблюдений Айзенштата и Зуева, состав-

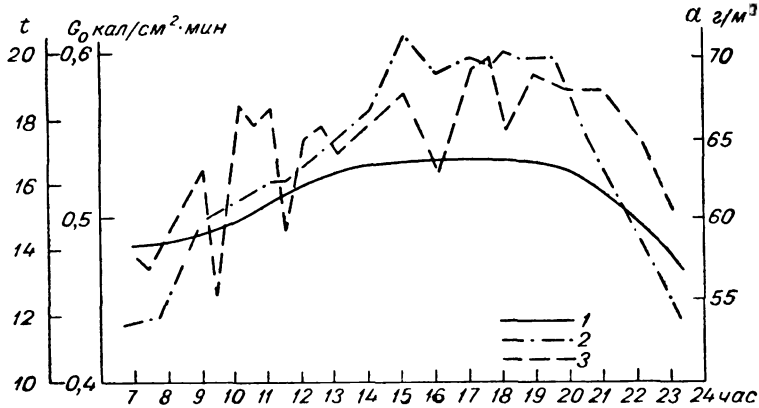


Рис. 149. Дневной ход противоизлучения атмосферы (*1*), температуры воздуха (*2*) и абсолютной влажности воздуха (*3*) на высоте 2 *м* по данным наблюдений в Колтушах (Ленинградская обл.) 15 мая 1957 г.

ляют 0,64 *кал/см²·мин*, а амплитуда суточного хода равна 0,2 *кал/см²·мин*. Несколько бóльшие максимальные значения противоизлучения были получены Т. В. Кирилловой и Н. В. Кучеровым по данным наблюдений в июле 1952 г. близ Ташкента над хлопковым полем. По-видимому, величины противоизлучения порядка 0,65—0,70 *кал/см²·мин* следует рассматривать как наибольшие максимальные значения. Чаще всего величины противоизлучения безоблачного неба составляют около 0,4—0,5 *кал/см²·мин*.

Анализ результатов наблюдений над эффективным излучением обнаруживает наличие годового хода эффективного излучения. Это можно видеть из табл. 143, в которой приведен годовой ход суточных сумм эффективного излучения в различных

пунктах по данным Н. Г. Евфимова. Хотя эти данные в настоящее время следует считать не вполне надежными, качественные особенности годового хода эффективного излучения они выявляют вполне правильно.

Таблица 143

Годовой ход суточных сумм эффективного излучения (*кал/см² · сутки*) при безоблачном небе в различных пунктах

Пункт наблюдений	Координаты	I	II	III	IV	V	VI
Якутск	62°05′ с. ш.	180	158	181	180	207	192
Павловск	59 42	144	148	180	219	209	202
Иркутск	52 16	140	156	189	215	189	167
Карадаг	44 54	235	233	242	230	204	202

Пункт наблюдений	Координаты	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Якутск	62°05′ с. ш.	190	160	160	192	128	122
Павловск	59 42	202	184	171	168	174	163
Иркутск	52 16	166	163	158	147	143	124
Карадаг	44 54	222	209	219	252	248	228

Как видно из табл. 143, средние суточные суммы эффективного излучения изменяются в рассматриваемых пунктах в течение года от 128 до 252 *кал/см² · сутки*. Характер годового хода в разных пунктах различен. Так, например, в Иркутске наблюдается простой годовой ход с максимумом в апреле и минимумом в январе. Во всех других пунктах имеет место более сложный годовой ход с несколькими экстремумами. Далее будет показано, что основными причинами годового хода эффективного излучения при безоблачном небе являются изменения температурной стратификации и общего содержания водяного пара в атмосфере.

В табл. 144 приведены данные, характеризующие годовой ход средних месячных сумм эффективного излучения для тех же пунктов, что и в табл. 143, а также для Пуны (Индия).

Таблица 144 показывает, что месячные суммы эффективного излучения изменяются на рассматриваемой территории от 3,8 до 10 *ккал/см² · месяц*. При этом в южных пунктах суммы эффективного излучения больше, чем в северных. Возрастание сумм эффективного излучения к югу (правда, немонотонное) наблюдается и для годовых сумм. По-видимому, главной причиной этого возрастания является увеличение к югу температуры.

Таблица 144

Годовой ход средних месячных сумм эффективного излучения (*ккал/см² · месяц*) при безоблачном небе

Пункт наблюдений	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Якутск . .	5,6	4,4	5,6	5,4	6,4	5,8	5,9	5,0	4,8	6,0	3,8	3,8	61,5
Павловск	4,5	4,1	5,6	6,8	6,7	6,1	6,5	5,9	5,2	5,2	5,2	5,0	66,8
Иркутск . .	4,3	4,4	5,9	6,7	5,9	5,0	5,1	5,1	4,7	4,6	4,3	3,8	59,8
Карадаг . .	6,3	6,5	7,5	6,9	6,3	6,1	6,9	6,5	6,6	7,8	7,4	7,1	82,9
Ташкент . .	4,7	5,2	6,2	6,4	6,8	7,3	7,0	7,1	6,9	6,3	5,8	5,3	75,1
Пуна . . .	9,5	8,8	10,0	9,4	7,8	7,6	6,9	6,9	6,2	7,5	8,4	9,0	98,0

В годовом ходе противоизлучения при безоблачном небе максимальные значения обычно наблюдаются в летнее время года, а минимальные — зимой.

Облачное небо. При наличии облачности величины эффективного излучения и противоизлучения существенно изменяются: эффективное излучение уменьшается, а противоизлучение возрастает. Причина таких изменений заключается в том, что облака являются мощными источниками теплового излучения.

Насколько существенно изменяются величины эффективного излучения при различных условиях облачности, можно видеть из табл. 145, составленной Ф. А. Белецким по данным наблюдений в Одессе с помощью конденсационного пиргеографа Аганина. Следует заметить, что конденсационный пиргеограф является весьма несовершенным прибором и поэтому численные значения, приведенные в табл. 145, необходимо рассматривать как приближенные.

Из этой таблицы видно, что величины эффективного излучения зависят не только от формы облаков и степени облачности, но значительно изменяются даже при неизменной форме и степени облачности. Причины, обусловливающие изменчивость эффективного излучения в зависимости от условий облачности, будут разобраны несколько далее. Заметим, что, по данным И. Н. Ярославцева и Ф. Зауберера, эффективное излучение при безоблачном небе в среднем на 16—18% превосходит эффективное излучение при наличии облачности.

Практически трудно учесть все многообразие факторов, определяющих изменение эффективного излучения при наличии облачности. Вместе с тем наблюдения свидетельствуют о том, что наиболее важным фактором является общая степень облачности. Поэтому в целом ряде исследований были предприняты попытки найти эмпирическим путем зависимость эффективного излучения от степени облачности. Эти исследования установили, что

Таблица 145

Влияние облачности на эффективное излучение

Степень облачности, баллы	Эффективное излучение, *кал/см²·мин*	Степень облачности, баллы	Эффективное излучение, *кал/см²·мин*	Степень облачности, баллы	Эффективное излучение, *кал/см²·мин*	Степень облачности, баллы	Эффективное излучение, *кал/см²·мин*
Перистые облака		Высоко-слоистые облака		Перисто-слоистые облака		Слоисто-кучевые облака	
10	0,150	10	0,078	10	0,104		
10	0,114	10	0,094	10	0,109	10	0,040
10	0,116	9	0,092	10	0,118	10	0,029
10	0,122	4	0,147	10	0,116	10	0,010
10	0,134	8	0,045	10	0,098	10	0,018
10	0,128	10	0,078				
10	0,130	10	0,083				
10	0,118	10	0,073				
10	0,136	10	0,052				
10	0,120	10	0,042	Высоко-кучевые облака		Слоисто-дождевые облака	
10	0,126	10	0,010				
9	0,143						
8	0,146						
7	0,137	Слоистые облака					
6	0,136			10	0,065	10	0,019
5	0,131			10	0,061	10	0,020
5	0,136			10	0,069	10	0,018
5	0,128	10	0,013	9	0,051		
7	0,140	10	0,110	9	0,084		
7	0,142	10	0,023	6	0,123		
7	0,138	10	0,033	6	0,123		
8	0,139	10	0,043			Разорванные слоистые облака	
		10	0,047				
		10	0,015				
Перисто-слоистые облака		10	0,018	Слоистые облака			
		10	0,023			10	0,023
		10	0,015			10	0,005
		10	0,010			10	0,000
10	0,120	10	0,005			10	0,008
10	0,114	10	0,000	10	0,005		

зависимость эффективного излучения от степени общей облачности является нелинейной. Так, например, М. С. Чумакова обнаружила по данным наблюдений в Карадаге такую связь между эффективным излучением $F_{0,n}$ и степенью общей облачности n, выраженной в баллах:

$$F_{0,n} = F_0(1 - 0{,}024n - 0{,}004n^2), \qquad (9.36)$$

где F_0 — эффективное излучение безоблачного неба.

По наблюдениям в том же пункте Е. П. Барашкова получила более простую зависимость (n выражено в долях единицы)

$$F_{0,n} = F_0(1 - 0{,}70n^2) \qquad (9.37)$$

но пришла к выводу, что в конкретных случаях влияние облачности на величину эффективного излучения существенно зависит от температуры и влажности воздуха. Это выражается в том, что отношение $\frac{F_{0,1}}{F_0}$ имеет отчетливо выраженный годовой ход.

Иная зависимость $F_{0,n}(n)$ была найдена Ф. Зауберером. По данным этого автора,

$$F_{0,n} = F_0 \frac{-13{,}8 + \sqrt{566{,}4 - 0{,}01n^2 - 0{,}224n}}{10}. \qquad (9.38)$$

Подобно эффективному излучению, противоизлучение также является нелинейной функцией степени общей облачности.

Так, например, по данным Х. Больца,

$$G_{0,n} = G_0(1 + k'n^{2,5}), \qquad (9.39)$$

где k' — некоторый эмпирический коэффициент; n — степень облачности, выраженная в долях единицы.

Х. Больц отметил, что удовлетворительные результаты дает также использование следующей более простой формулы:

$$G_{0,n} = G_0(1 + k'n^2). \qquad (9.40)$$

В табл. 146 приведены значения коэффициентов k' по Х. Больцу для различных типов облаков (z — число измерений, N — число дней наблюдений).

Таблица 146

Зависимость противоизлучения от типа облачности при $n=10$ баллам

Форма облаков	k'	z	N
Перистые	0,04	302	53
Перисто-слоистые	0,08	59	23
Высоко-кучевые	0,17	140	63
Высоко-слоистые	0,20	43	20
Кучевые	0,20	82	31
Слоистые	0,24	59	15
Среднее	0,22	2711	253

Как видно по данным Х. Больца, противоизлучение облачного неба превосходит противоизлучение безоблачного неба в среднем на 22%. Наибольшее увеличение противоизлучения наблюдается при наличии слоистых облаков, наименьшее — в случае перистых облаков. Согласно Е. Крайц, среднее значение $k'=0{,}27$.

По данным Е. П. Барашковой, характер зависимости противоизлучения от степени облачности изменяется при различной

абсолютной влажности воздуха (при большой влажности имеет место линейная зависимость).

Суточный и годовой ход эффективного излучения и противоизлучения при облачном небе, как правило, значительно сложнее, чем при отсутствии облачности. Естественно, что особенно большая изменчивость эффективного излучения и противоизлучения наблюдается при меняющейся облачности. Для иллюстрации порядка величин и характера годового хода эффективного излучения при средних условиях облачности в табл. 147 приведен годовой ход месячных сумм эффективного излучения по данным Е. П. Барашковой (все величины здесь представляют собой результаты наблюдений; эффективное излучение в дневное время получено по разности полного и коротковолнового радиационного балансов). Для сравнения здесь приведены величины месячных сумм эффективного излучения, полученные в результате расчетов Н. Г. Евфимовым (Е) и по данным наблюдений Е. П. Барашковой (Б) для Карадага. Сравнение этих величин показывает, что данные наблюдений существенно уточняют результаты расчетов Евфимова. Как правило, суммы эффективного излучения, полученные Евфимовым, завышены зимой и занижены летом.

Таблица 147

Годовой ход месячных сумм эффективного излучения (*кал/см²·мин*) при средних условиях облачности

Пункт наблюдений		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Якутск	Е	4,2	3,7	4,6	3,9	3,8	3,9	3,5	3,3	3,4	3,3	2,7	2,7	43,0
	Б	0,9	1,1	1,9	2,8	4,7	5,2	5,6	4,4	3,3	2,0	1,3	0,8	34,0
Воейково		1,5	2,1	2,6	3,1	4,2	4,5	4,2	3,3	2,8	2,9	1,6	1,0	32,8
Куйбышев		2,2	2,4	3,3	4,5	6,1	6,8	5,9	5,9	4,1	3,1	2,4	2,2	48,9
Деркул		1,5	1,3	2,3	3,6	5,1	5,7	6,0	5,6	4,3	3,2	2,2	1,7	42,5
Карадаг	Е	3,7	3,7	5,0	4,6	4,9	4,9	6,0	5,3	5,3	5,1	4,2	3,9	56,6
	Б	2,4	2,2	3,7	4,5	6,7	6,8	6,9	7,1	6,1	4,2	2,7	2,6	55,9

Таблица 148 показывает, что во всех пунктах эффективное излучение имеет отчетливый годовой ход с максимумом в летние месяцы и минимумом зимой. Осуществленный Барашковой анализ данных наблюдений показал, что наибольшие величины эффективного излучения наблюдаются всегда в летние месяцы днем, наименьшие — в зимние месяцы ночью. Существенно при этом, что годовой ход ночных значений эффективного излучения очень слабо выражен и его амплитуда не превышает 0,04—0,05 *кал/см²·мин*. Гораздо более значительны годовые вариации дневных величин эффективного излучения. В Карадаге, например, эффективное излучение, измеренное в 12 *час* 30 *мин*, имеет амплитуду годового хода, равную 0,22 *кал/см²·мин*. Су-

точная амплитуда увеличивается здесь от 0,01—0,02 *кал/см²·мин* зимой до 0,17 *кал/см²·мин* летом.

Расчеты географического распределения средних годовых сумм эффективного излучения для поверхности земного шара, выполненные М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенок, показали, что географическая изменчивость эффективного излучения выражена сравнительно слабо. Наибольшие годовые суммы эффективного излучения (80 *ккал/см²·год*) наблюдаются в тропических пустынях. Вблизи экватора — и на суше и на океанах — эффективное излучение понижено и составляет около 30 *ккал/см²·год*. С ростом широты эффективное излучение возрастает до 40—50 *ккал/см²·год* на широте 60°.

Влияние мглы, дымов и тумана. В некоторых случаях вблизи от земной поверхности образуется мгла или туман, приводящие к значительному изменению эффективного излучения и противоизлучения. Большое изменение эффективного излучения наблюдается и в том случае, когда над земной поверхностью находится слой дыма.

Насколько существенно уменьшение эффективного излучения в условиях безоблачного неба, но при наличии мглы, можно видеть из табл. 148, составленной по данным Н. Г. Евфимова для Якутска.

Таблица 148

Эффективное излучение в условиях безоблачного неба

Месяц	Без мглы		При мгле	
	число случаев	*кал/см²·мин*	число случаев	*кал/см²·мин*
VI	29	0,139	6	0,096
VII	29	0,139	13	0,116
VIII	45	0,119	14	0,087

Как видно из таблицы, эффективное излучение при появлении мглы уменьшается в июне на 31%. В отдельных случаях наблюдалось еще более значительное уменьшение эффективного излучения, если образование мглы сопровождалось образованием тумана. Большое изменение эффективного излучения наблюдается и в тех случаях, когда нет мглы, но имеется туман.

Подобно мгле и туману, значительное уменьшение эффективного излучения обусловливают дымы. По данным различных авторов, уменьшение эффективного излучения при задымлении воздуха вблизи от земной поверхности может колебаться от 15—20 до 70—80%. М. Е. Берлянд и П. Н. Красиков получили, что при создании дымовой завесы эффективное излучение уменьшается на 0,009—0,021 *кал/см²·мин*, что составляет от 12 до 27% величины эффективного излучения на незадымленном участке.

Значительное уменьшение эффективного излучения при постановке дымовой завесы позволяет использовать задымление воздуха для предохранения растений от заморозков, поскольку искусственное уменьшение эффективного излучения способствует замедлению ночного понижения температуры и может во многих случаях предотвратить заморозки. В СССР метод задымления весьма широко используется как средство предотвращения заморозков, а также с целью уменьшения опасных поражений растений в результате быстрого их нагревания за счет солнечной радиации в тех случаях, когда заморозок не удается предотвратить.

2. Эмпирические формулы для расчета эффективного излучения и противоизлучения. Материалы наблюдений не позволяют достаточно полно охарактеризовать закономерности пространственной и временной изменчивости эффективного излучения и противоизлучения. Поэтому для определения величин эффективного излучения и противоизлучения обычно используют различные расчетные методы. Наиболее широкое практическое применение получили эмпирические формулы, предложенные различными авторами. Из довольно большого числа эмпирических формул чаще всего используют формулы, полученные А. Онгстремом и Д. Брентом. Рассмотрим эти формулы, имея в виду разобрать сначала случай безоблачного, а затем облачного неба.

Безоблачное небо. Анализ результатов наблюдений показывает, что при безоблачном небе имеет место довольно высокая корреляция между эффективным излучением или противоизлучением и величинами температуры воздуха и упругости водяного пара на высоте 1,5—2 *м*. Это можно видеть, например, из приведенного выше рис. 149.

На рис. 150, заимствованном из работы М. Е. Берлянда и Т. Г. Берлянд, изображена зависимость осредненных величин $\frac{F_0}{\delta\sigma T_0^4}$ от упругости водяного пара по данным наблюдений различных авторов. Как видно из рисунка, во всех случаях качественный характер этой зависимости оказывается одинаковым. Значительное систематическое различие между кривыми рис. 150 обусловлено в большой степени неодинаковостью методики измерений. Измерения, выполненные за последние годы (см. кривую 7), дают существенно меньшие величины эффективного излучения по сравнению с более ранними измерениями.

Наличие указанной выше корреляции позволяет определить величину эффективного излучения при безоблачном небе следующей общей формулой:

$$F_0 = \sigma T^4 f(e), \tag{9.41}$$

где $f(e)$ — некоторая функция упругости водяного пара.

Аналогичным образом может быть выражено и противоизлучение. Упомянутые выше эмпирические формулы А. Онгстрема и Д. Брента имеют такую же структуру, как и общая формула (9.41).

Формула Онгстрема для эффективного излучения имеет в случае безоблачного неба следующий вид:

$$F_0 = \sigma T^4 \left(A + Be^{-Ce}\right), \qquad (9.42)$$

где σ — постоянная излучения; T — температура; e — упругость

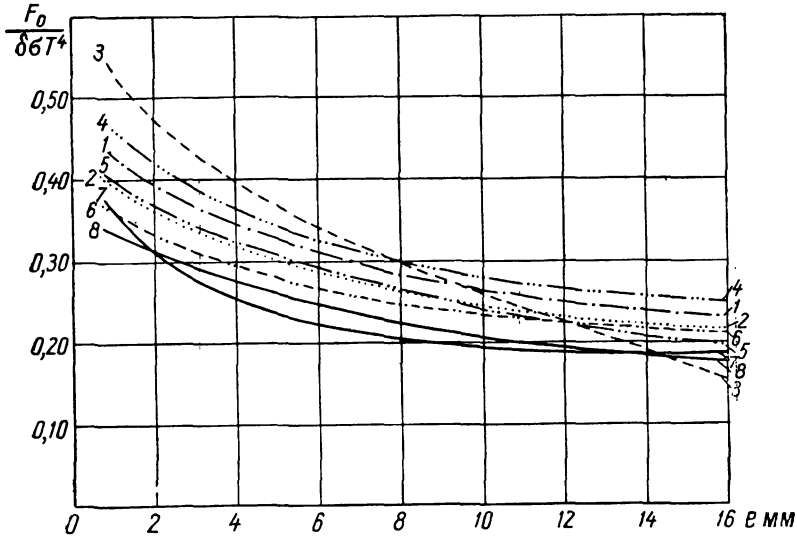


Рис. 150. Эффективное излучение по данным наблюдений.

1 — Онгстрем (1916, Калифорния); *2* — Онгстрем (1933, Швеция); *3* — Робич (1934, Германия); *4* — Раман (1935, Индия); *5* — Евфимов (1938, Павловск); *6* — Чумакова (1947, Карадаг); *7* — Больц и Фалькенберг (1948, Восточная Германия); *8* — *по табл. 150.*

водяного пара (*мм*) вблизи от земной поверхности (на высоте 1,5—2 *м*); A, B, C — эмпирические постоянные.

Аналогичная формула для противоизлучения безоблачного неба может быть представлена в таком виде:

$$G_0 = \sigma T^4 \left(A_1 - Be^{-Ce}\right), \qquad (9.43)$$

где $A_1 = 1 - A$; справедливость этого соотношения легко понять, если иметь в виду формулу (9.3).

Эмпирические постоянные в формуле А. Онгстрема определялись по данным самых разнообразных измерений эффективного излучения и противоизлучения, а также путем теоретических расчетов. В табл. 149 приведена краткая и далеко не полная сводка результатов определения этих постоянных. Как

видно из этой таблицы, постоянные в формуле А. Онгстрема оказываются весьма изменчивыми. Причиной этой изменчивости является не только неполный учет рассматриваемой формулой всех физических факторов, влияющих на величину эффективного излучения и противоизлучения, но также и различие в методике измерений, применявшейся разными авторами. Наиболее часто в климатологических расчетах использовались следующие значения постоянных: $A=0{,}194$; $B=0{,}236$ и $C=0{,}069$. Однако наиболее надежными следует, по-видимому, считать величины постоянных, полученные Х. Больцем и Г. Фалькенбергом (см. табл. 149), так как эти авторы использовали более совершенную методику измерений (вибрационный пиргеометр), чем та, что применялась ранее.

Таблица 149

Значения постоянных в формуле А. Онгстрема

A	*B*	*C*	Год	Автор	Метод
0,21	0,26	0,069	1916	Онгстрем	Эксперимент
0,25	0,32	0,069	1929	„	„
0,194	0,236	0,069	1933	„	„
0,23	0,28	0,075	1935	Раман	„
0,22	0,148	0,068	1940	Филиппс	Теоретический
0,200	0,181	0,070	1947	Чумакова	Эксперимент
0,180	0,250	0,126	1949	Больц, Фалькенберг	„
0,21	0,174	0,055	1959	Кнеппле	„

Эмпирическая формула для расчета эффективного излучения, предложенная Д. Брентом, имеет такой вид:

$$F_0=\sigma T^4(a-b\sqrt{e}), \tag{9.44}$$

где a, b — эмпирические постоянные.

Для противоизлучения вместо (9.43) получим

$$G_0=\sigma T^4(a_1+b\sqrt{e}), \tag{9.45}$$

где $a_1=1-a$.

Значения постоянных в формуле Брента, полученные различными авторами, столь же изменчивы, как и в формуле Онгстрема. Этот вывод может быть проиллюстрирован табл. 150, в которой приведены величины постоянных a и b по данным наблюдений различных авторов.

И. Г. Лютерштейном и А. Ф. Чудновским были построены номограммы для расчета эффективного излучения при безоблачном небе, основанные на использовании формулы Д. Брента с такими значениями постоянных: $a=0{,}448$; $b=0{,}064$.

Формулы Онгстрема и Брента дают при соответствующем определении коэффициентов практически одинаковые резуль-

Таблица 150

Значения постоянных в формуле Брента, по данным измерений

a	b	Год	Автор
0,45	0,056	1940	Брент
0,66	0,127	1926	Робич
0,42	0,051	1933	Онгстрем
0,53	0,061	1935	Раманатан и Десай
0,57	0,095	1920	Асклеф
0,376	0,043	1947	Чумакова
0,448	0,064	1946	Лютерштейн и Чудновский
0,39	0,058	1952	М. Е. Берлянд и Т. Г. Берлянд
0,355	0,055	1957	Декостер и Шуепп
0,34	0,039	1957	Госс и Брукс
0,305—0,395	0,040—0,078	1961	Маршунова
0,47	0,065	1961	Монтейт

таты. Однако совершенно ясно, что формула Брента, содержащая *меньше произвольных параметров, чем формула Онгстрема* (два вместо трех), заслуживает поэтому предпочтения.

В дальнейшем эмпирические формулы были несколько обобщены посредством учета нечерноты земной поверхности и наличия вблизи от земной поверхности резкого изменения температуры с высотой, которое можно рассматривать как «скачок» температуры. С учетом указанных двух факторов общая формула (9.41) может быть представлена следующим образом:

$$F_0 = \delta\sigma\left[T^4 f(e) + (T_0^4 - T^4)\right] = \delta\sigma T^4 f(e) + \delta\Delta F_0, \qquad (9.46)$$

где δ — относительная излучательная (поглощательная) способность земной поверхности; T_0 — температура земной поверхности.

В табл. 151 приведены величины поправки $\Delta F_0 = \sigma(T_0^4 - T^4)$, рассчитанные М. Е. Берляндом и Т. Г. Берлянд для различных значений температуры воздуха T и $\Delta T = T_0 - T$.

Таблица 151

Величина поправки (*кал/см² · мин*) на скачок температуры

$t°$	$\Delta t°$				
	2	4	6	8	10
15	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05
0	0,01	0,03	0,04	0,05	0,06
15	0,02	0,03	0,05	0,06	0,07
30	0,02	0,04	0,05	0,07	0,08

Несколько далее в настоящем параграфе будет показано, что введение поправки в формулу (9.46) является вполне обоснованным.

Кроме эмпирических формул для расчета эффективного излучения и противоизлучения, были предложены графические и табличные способы подобных вычислений, основанные на использовании зависимости указанных величин только от температуры и абсолютной (или удельной) влажности вблизи от земной поверхности. Так, например, Е. Д. Ковалевой был построен с этой целью радиационный график.

Таблица 152

Эффективное излучение при различных значениях воздуха и упругости водяного пара

t°C	*e мм*										
	1	2	3	4	5	6	7	8	10	12	15
—20	0,11										
—15	0,12										
—10	0,13	0,12									
—5	0,14	0,13	0,12								
0	0,15	0,14	0,13	0,12							
5	0,16	0,15	0,14	0,13	0,13	0,12					
10	0,17	0,16	0,15	0,14	0,14	0,13	0,12	0,11			
15		0,17	0,16	0,15	0,15	0,14	0,13	0,12	0,11	0,10	
20			0,17	0,16	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,11	
25			0,17	0,17	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,10
30					0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13	0,11

М. Е. Берлянд и Т. Г. Берлянд составили таблицу величин эффективного излучения в функции от температуры воздуха и упругости водяного пара (табл. 152), данные которой более или менее удовлетворительно согласуются с имеющимися материалами наблюдений. Не вполне корректными, как показала Н. А. Ефимова, являются эти данные при малых значениях упругости водяного пара. Согласно Ефимовой, анализ данных измерений эффективного излучения с помощью балансомера Янишевского в период МГГ на 24 станциях на территории СССР приводит к следующей аналитической аппроксимации зависимости средних месячных величин эффективного излучения от температуры и влажности воздуха:

$$F_0 = \sigma T^4 (0{,}254 - 0{,}0066 e), \qquad (9.47)$$

где упругость водяного пара e выражена в *мм*, а F_0 — в *кал/см² · мин*.

Как показала М. С. Маршунова, данные табл. 152 дают значения эффективного излучения, завышенные на 30—40% в условиях Арктики.

Облачное небо. В реальных условиях небо почти всегда бывает в той или иной степени покрыто облаками. Ясно поэтому, что чрезвычайно существенным является выяснение вопроса о влиянии облачности на величину эффективного излучения или противоизлучения.

При использовании для расчетов эффективного излучения и противоизлучения эмпирических формул обычно вводят поправки на облачность с помощью соотношения

$$F_{0,n} = F_0(1 - cn), \tag{9.48}$$

где c — эмпирическая постоянная, n — степень облачности.

Так как величина коэффициента c зависит от высоты и плотности облаков, то некоторые авторы вводили вместо одного среднего коэффициента c три различных коэффициента: $c_н$, $c_с$, $c_в$, характеризующие влияние на эффективное излучение облаков нижнего, среднего и верхнего ярусов. В этом случае формула (9.48) приобретает следующий вид:

$$F_{0,n} = F_0[1 - (c_н n_н + c_с n_с + c_в n_в)], \tag{9.49}$$

где $n_н$, $n_с$, $n_в$ — значения степени облачности нижнего, среднего и верхнего ярусов соответственно.

Заметим, что под облачностью нижнего яруса понимаются следующие облака: Ns, St, Sc, Cu, Cb, среднего яруса — Ac, As, верхнего яруса — Ci, Cs, Cc.

Следует указать также, что обычно величина F_0 в формуле (9.49) определяется по температуре и влажности воздуха на высоте 1,5—2 *м*. Поэтому при наличии значительной разности температур почва—воздух необходимо ввести в формулу (9.49) поправку на скачок температуры, добавив в первой части слагаемое, равное $\delta\sigma(T_0^4 - T^4)$.

Формулы для расчета противоизлучения атмосферы в условиях облачного неба могут быть аналогично (9.48) — (9.49) записаны следующим образом:

$$G_{0,n} = G_0(1 + c'n), \tag{9.50}$$

или

$$G_{0,n} = G_0[1 + (c'_н n_н + c'_с n_с + c'_в n_в)]. \tag{9.51}$$

Коэффициенты, характеризующие влияние облачности на противоизлучение, обозначены в формулах (9.50) — (9.51) буквами со штрихом, так как ясно, что величины этих коэффициентов будут отличны от величин соответствующих коэффициентов в формулах (9.48) — (9.49).

Принимая во внимание, что $F_{0,n} = \delta(B_0 - G_{0,n})$ и $F_0 = \delta(B_0 - G_0)$, и подставляя эти выражения для $F_{0,n}$ и F_0 в фор-

мулу (9.48), легко получим следующее соотношение между коэффициентами c и c':

$$c' = c\left(\frac{B_0}{G_0} - 1\right). \tag{9.52}$$

Как видно из этой формулы, значения коэффициентов c и c' различаются весьма существенно. Обычно величина G_0 составляет $0{,}7—0{,}8B_0$. Таким образом, величина коэффициента $c' \sim (0{,}25 \div 0{,}40)c$. При этом численное соотношение между коэффициентами c и c' зависит от стратификации атмосферы, так как в формулу (9.52), определяющую связь между этими величинами, входит противоизлучение G_0.

Для перехода от коэффициентов c' к коэффициентам c получим аналогично (9.52) следующую формулу:

$$c = c'\left(\frac{\delta B_0}{F_0} - 1\right). \tag{9.53}$$

В качестве среднего значения коэффициента c часто используют величину $c=0{,}76$. Величины коэффициентов $c_н$, $c_с$, $c_в$ по данным различных авторов представлены в табл. 153, составленной Б. М. Гальперин.

Таблица 153

Эмпирические коэффициенты, характеризующие влияние облачности на эффективное излучение

Автор	Станция	$c_в$	$c_с$	$c_н$
Дефант	Стокгольм			0,86
Онгстрем	„			0,90
Акслеф	Упсала	0,20	0,77	0,83
Дорно	Давос	0,31	0,63	0,85
Евфимов	Бухта Тихая	0,20	0,59	0,84
Евфимов	Мыс Шмидта	0,20	0,57	0,81
Евфимов	Павловск	0,22	0,52	0,76
Евфимов	Ташкент	0,16	0,50	0,67
Лютерштейн	„	0,1; Ci 0,2—0,3 Cs и Cc	0,4; Ac и Ac trans. 0,6; Ac и Ac op.	0,8; St и Ns 0,75—0,85; Cu 0,95—1,0; Cb

Как видно из приведенной таблицы, величина $c_в$ в среднем составляет около 0,2; значение $c_с$ колеблется в пределах 0,5—0,6. Величина же коэффициента $c_н$ изменяется в наиболее широких пределах от 0,6 до 1,0. Так как зависимость коэффициентов c от формы облаков оказывается значительной, то отсюда вытекает, что дифференцированный учет зависимости эффективного излучения и противоизлучения от степени облачности различных ярусов имеет важное значение. Введение общего для всей об-

лачности коэффициента c или c' может быть сопряжено со значительными ошибками в расчете эффективного излучения или противоизлучения. В табл. 154 приведены значения коэффициентов $c_н$, $c_с$, $c_в$, полученные М. Е. Берляндом и Т. Г. Берлянд.

Таблица 154

Средние эмпирические коэффициенты, характеризующие влияние облачности на эффективное излучение

Широта, *град*	Полугодие	$c_н$	$c_с$	$c_в$	$\overline{c}$
Больше 60	Холодное	0,90	0,77	0,28	0,82
	Теплое	0,86	0,72	0,27	0,80
60—50	Холодное	0,86	0,74	0,27	0,77
	Теплое	0,80	0,67	0,24	0,70
50—40	Холодное	0,82	0,69	0,24	0,71
	Теплое	0,78	0,65	0,19	0,69

Величины среднего для всей облачности коэффициента вычислены по формуле

$$\overline{c} = \frac{c_н n_н + c_с n_с + c_в n_в}{n}.$$

По своей величине коэффициент $\overline{c}$ довольно близок к $c_с$. При этом расчеты показывают, что значение степени облачности верхнего яруса $n_в$ мало сказывается на величине $\overline{c}$. Упрощенная формула (9.48) и значения среднего коэффициента $\overline{c}$ получены для тех случаев, когда отсутствуют наблюдения над степенью облачности различных ярусов.

М. Е. Берлянд и Т. Г. Берлянд предлагают рассчитывать эффективное излучение при действительных условиях облачности на основе использования величин эффективного излучения при безоблачном небе, приведенных в табл. 152, и последующего введения поправок на облачность с помощью формулы (9.48) или (9.49) с коэффициентами, значения которых указаны в табл. 154. При наличии скачка температуры вблизи от подстилающей поверхности можно ввести соответствующую поправку, воспользовавшись данными табл. 151. Н. А. Ефимова, уточнив данные табл. 151 [см. формулу (9.47)], предложила для расчета средних месячных сумм эффективного излучения (*кал/см²·мин*) такую формулу:

$$F_0 = [\delta\sigma T^4 (11{,}7 - 0{,}40e)] (1 - cn) + 4\delta\sigma T^3 (T_0 - T), \qquad (9.54)$$

где e — средняя месячная упругость водяного пара (*мб*), T — средняя месячная температура воздуха (°К); $\delta = 0{,}95$.

Как было отмечено в § 1, наблюдения обнаруживают, что зависимость эффективного излучения или противоизлучения от степени облачности является нелинейной. Поэтому рассмотренные выше эмпирические формулы для учета влияния облачности, строго говоря, являются неточными.

М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд и Л. И. Зубенок рассчитали коэффициент c, входящий в такую формулу для эффективного излучения:

$$F_{0,n} = F_0(1 - cn^2) + 4\delta\sigma T^3(T_0 - T). \qquad (9.55)$$

Ниже приведен среднеширотный ход этих коэффициентов:

Широта, *град*	75	70	65	60	55	50	45	40
c	0,82	0,80	0,78	0,76	0,74	0,72	0,70	0,68
Широта, *град*	35	30	25	20	15	10	5	0
c	0,65	0,63	0,61	0,59	0,57	0,55	0,52	0,50

Т. В. Кириллова предложила такую формулу для противоизлучения атмосферы:

$$G_{0,n} = G_0(1 + c'n^{1,4}). \qquad (9.55а)$$

Хотя в действительности зависимость эффективного излучения и противоизлучения от степени облачности является нелинейной, все же расчеты показывают, что использование линейной зависимости с соответствующим образом подобранными эмпирическими коэффициентами позволяет получить практически одинаковые результаты, особенно при расчете сумм радиации за большие сроки (месяц, год). Более существенным является тот факт, что коэффициенты c значительно изменяются от месяца к месяцу (так, например, по данным Е. П. Барашковой, среднемесячные величины отношения $\frac{F_{0,1}}{F_0}$ могут изменяться в два-три раза по сравнению со среднегодовым значением). Поэтому использование среднегодовых значений c (подобных приведенным в таблице) следует рассматривать как весьма грубое приближение.

Необходимо заметить, что при расчете неосредненных величин (например, при вычислении суточного хода) учет нелинейной связи между эффективным излучением или противоизлучением и степенью облачности может иметь важное значение. Впрочем, в этом случае использование эмпирических формул является малообоснованным вообще, так как последние характеризуют лишь статистическую связь между величинами эффективного излучения или противоизлучения и значениями температуры, упругости водяного пара и степени облачности.

Во всех рассмотренных выше формулах эффективное излучение при наличии облачности выражается через эффективное из-

лучение при безоблачном небе. Очевидно, однако, что такой прием вычисления эффективного излучения (или противоизлучения) является, вообще говоря, условным. В связи с этим представляет интерес эмпирическая формула для расчета противоизлучения атмосферы, предложенная А. П. Браславским. Эта формула имеет следующий вид:

$$G_{0,n} = \sigma T^4 \left[\frac{c_н n_н}{10} + \frac{c_{с+в}(n_0 - n_н)}{10} + A\left(1 - \frac{n_0}{10}\right)\right], \qquad (9.56)$$

где T — температура воздуха на высоте 2 *м*; n_0 и $n_н$ — степень общей облачности и облачности нижнего яруса; $c_н$ и $c_{с+в}$ — эмпирические коэффициенты, характеризующие влияние облачности на противоизлучение; A — коэффициент, характеризующий противоизлучение при безоблачном небе.

Все эмпирические формулы имеет смысл применять только для расчета средних величин, так как только средние величины $\frac{G_0}{\sigma T_0^4}$ и $\frac{F_0}{\sigma T_0^4}$ можно при безоблачном небе считать однозначными функциями упругости водяного пара. Отдельные значения *этих величин при неизменной упругости водяного пара могут* колебаться в весьма широких пределах. Наглядной иллюстрацией к этому выводу могут служить данные рис. 151. На этом рисунке изображена зависимость $\frac{G_0}{\sigma T_0^4}\%$ от упругости водяного пара (*мм*), полученная К. Шмидтом по данным наблюдений с помощью вибрационного пиргеометра в Варнемюнде (ГДР). Кривая *I* характеризует зависимость $\frac{G_0}{\sigma T_0^4}$ от e, рассчитанную по формуле А. Онгстрема с коэффициентами, найденными Х. Больцем и Г. Фалькенбергом: $A_1 = 0{,}820$; $B = 0{,}250$; $c = 0{,}126$; кривая *II* — то же при использовании коэффициентов А. Онгстрема: $A_1 = 0{,}806$; $B = 0{,}236$; $c = 0{,}069$. Как видно, рассеяние точек относительно кривых, полученных путем расчета по формуле Онгстрема, очень велико. При этом обнаруживается, что использование коэффициентов Онгстрема дает систематически преуменьшенные величины относительного противоизлучения. Более удовлетворительно соответствует наблюдениям кривая Больца и Фалькенберга.

Статистический характер эмпирических формул вытекает также и из того факта, что лишь при рассмотрении средних величин имеет смысл выражать эффективное излучение или противоизлучение при наличии облачности через соответствующие величины для безоблачного неба. Очевидно, что в отдельном конкретном случае такая связь просто не имеет смысла.

Выше было показано, что величины потоков теплового излучения в атмосфере существенным образом зависят от стратификации атмосферы, т. е. характера распределения температуры

и влажности с высотой. Отсюда вытекает, что эффективное излучение или противоизлучение не могут являться однозначными функциями температуры воздуха и упругости водяного пара

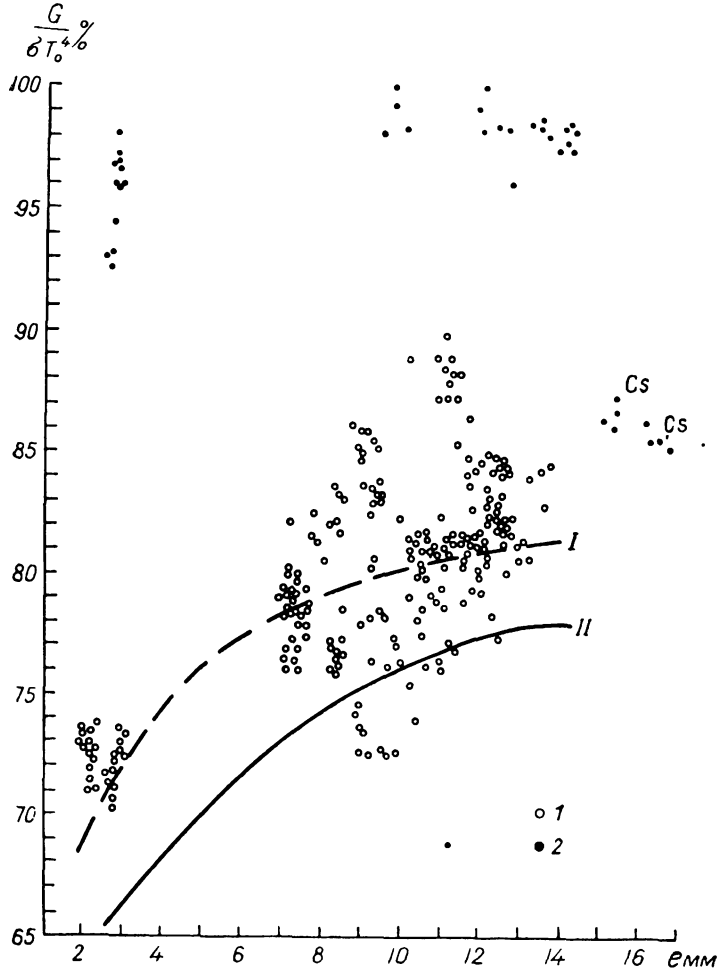


Рис. 151. Зависимость относительной величины противоизлучения от упругости водяного пара.
1 — при безоблачном небе, 2 — при наличии облачности.

вблизи от земной поверхности, а также степени облачности. Данные рис. 151 наглядно свидетельствуют о том, насколько существенно неоднозначной является зависимость относительного противоизлучения от упругости водяного пара при безоблачном небе. Это означает, что при расчете неосредненных вели-

чин эффективного излучения и противоизлучения необходимо принимать во внимание влияние стратификации атмосферы. Вычисление потоков теплового излучения с учетом стратификации атмосферы может быть осуществлено на основе использования тех приближенных аналитических или графических методов, которые были описаны в начале настоящей главы.

3. Сопоставление эмпирических и теоретических формул для расчета эффективного излучения. Ранее были рассмотрены эмпирические и теоретические формулы для расчета эффективного излучения подстилающей поверхности в условиях безоблачного неба. Теперь сопоставим эти формулы, имея в виду выполнение теоретического анализа эмпирических формул и тем самым определение границы применимости их.

Проделаем этот анализ, используя в качестве эмпирической формулы следующий наиболее часто применявшийся вариант формулы Онгстрема:

$$F_э = 0{,}95\left[\sigma T^4\left(0{,}194 + 0{,}236\cdot 10^{-0{,}069e}\right) + \sigma\left(T_0^4 - T^4\right)\right]; \qquad (9.57)$$

обозначения в этой формуле приняты такими же, как и ранее.

Приближенная теоретическая формула для расчета эффективного излучения, полученная с учетом наличия приземного слоя, имеет следующий вид [см. (9.30)]:

$$F_т = \delta\left[B_0 + c_1\left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H\right]\left[1 - A\left(w_\infty\right)\right] \pm$$

$$\pm\, \delta a\sigma\, \overline{T^3_{(0,\,h)}} \sum_{j=1}^{4}\left[Ei\left(-k_j\rho_{w_0}h\right) - Ei\left(-k_j\rho_{w_0}\varepsilon_0\right)\right]. \qquad (9.58)$$

Напомним, что знак «плюс» в этой формуле соответствует случаю сверхравновесных градиентов температуры; знак «минус» относится к случаю инверсий.

Как видно, формулы (9.57) и (9.58) состоят из двух слагаемых, роль которых совершенно различна. Первый член и в той, и в другой формуле характеризует эффективное излучение в условиях нормальной атмосферы (вертикальный градиент температуры постоянен от подстилающей поверхности до тропопаузы). Вторые слагаемые дают поправку за счет учета чрезвычайно резкого изменения температуры (скачка температуры), которое имеет место на границе раздела земля—атмосфера.

Функцию поглощения можно грубо приближенно представить следующим образом:

$$1 - A\left(w_\infty\right) \simeq 0{,}25\, e^{-k_1 w_\infty}. \qquad (9.59)$$

Точность такого приближенного представления тем больше, чем больше величина w_∞ (т. е. чем больше влагосодержание атмосферы).

Принимая во внимание (9.59), сравним теперь первые слагаемые в формулах (9.57) и (9.58).

Как видно из теоретической формулы, основными физическими величинами, которыми определяется значение эффективного излучения, являются: температура и излучательная способность земной поверхности, вертикальный градиент температуры в атмосфере и общее содержание водяного пара в атмосфере. Величина эффективного излучения зависит также от вида функции поглощения. Проанализируем теперь формулу (9.57) с точки зрения того, насколько правильно учитывает она все указанные факторы. При таком анализе можно прежде всего сделать вывод о том, что формула Онгстрема совершенно правильно с точки зрения принципиальной учитывает влияние излучательной способности земной поверхности. Разумеется, однако, что значение $\delta=0{,}95$ не является универсальным. В связи с тем что в первом слагаемом формулы Онгстрема фигурирует не температура почвы, а температура воздуха, можно также заметить, что это обстоятельство не является существенным, так как T_0 в теоретической формуле представляет собой значение температуры почвы в условиях нормальной атмосферы, когда с большой степенью точности $T_0 \simeq T$.

Как видно из формулы (9.57), она не содержит величин, характеризующих термическую стратификацию атмосферы, тогда как заранее ясно, что эффективное излучение зависит от этого фактора. Выясним, при каком значении вертикального градиента температуры формула Онгстрема должна давать наилучшие результаты. Определим эту величину вертикального градиента температуры из условий равенства $F_э$ и $F_т$, принимая для параметров, входящих в (9.57)—(9.58), следующие значения: $e=7$ *мм*; $w_\infty=1{,}5$ *г/см*^{2}; $H=10$ *км*; $T_0=T=290°$ K; $c_1=0{,}6$.

Расчет показывает, что полученное таким образом оптимальное значение вертикального градиента температуры $\overline{\gamma}=5{,}8°/км$. При значении $\gamma<\overline{\gamma}$ формула (9.57) будет давать преувеличенные величины эффективного излучения, а при $\gamma>\overline{\gamma}$ — преуменьшенные. Эта оценка практически не изменяется в области значений масс водяного пара порядка 1—2 *г/см*^{2}.

Существенно заметить, что Н. Г. Евфимов, занимавшийся исследованием формулы Онгстрема на основе статистического анализа данных наблюдений, пришел к выводу, что $\overline{\gamma}=6°/км$. Таким образом, оценка Евфимова практически совпадает с полученной выше теоретической оценкой.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какой схематизации спектра поглощения теплового излучения в атмосфере отвечает формула Онгстрема. Заметим предварительно, что в том случае, когда распределение абсолютной влажности с высотой опи-

сывается простой экспоненциальной функцией, масса водяного пара в атмосфере w пропорциональна абсолютной влажности у земной поверхности e. Принимая это во внимание, можно формулы (9.57)—(9.58), опустив в них вторые слагаемые, переписать следующим образом:

$$F_э = 0{,}95\sigma T^4 (0{,}194 + 0{,}236 e^{-0{,}8 w_\infty}), \tag{9.60}$$

$$F_т = \delta \left[\sigma T_0^4 + c_1 \left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H\right] 0{,}25 e^{-k_1 w_\infty} =$$

$$= \delta\sigma T_0^4 \left[1 - A(w_\infty)\right]\left[1 + \frac{c_1}{B_0}\left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H\right]. \tag{9.61}$$

Сравнивая формулы (9.60) и (9.61), находим, что функция поглощения, которую можно сопоставить с формулой Онгстрема, имеет вид

$$1 - A(w_\infty) = \frac{0{,}194 + 0{,}236 e^{-0{,}8 w_\infty}}{1 + \frac{c_1}{B_0}\left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H},$$

причем знаменатель этого выражения должен быть вычислен при значениях T_0 и H, использованных выше, а $\overline{\gamma} = 5{,}8°/км$. Расчет приводит к следующему выражению:

$$1 - A(w_\infty) = 0{,}138 + 0{,}169 e^{-0{,}8 w_\infty}. \tag{9.62}$$

Таким образом, формуле Онгстрема отвечает такая схематизация поглощения, при которой предполагается, что в некотором интервале спектра, охватывающем 13,8% общего потока абсолютно черного излучения при температуре земной поверхности, имеет место полная прозрачность, а в другом интервале, охватывающем 16,9% общего излучения, поглощение описывается экспоненциальной функцией и коэффициент поглощения равен 0,8 $см^2/г$. Как ясно из вышеизложенного, такая функция поглощения не соответствует действительности. В инфракрасном спектре поглощения водяного пара отсутствует область полной прозрачности, а имеет место область слабого поглощения, играющая чрезвычайно существенную роль при рассмотрении вопроса о расчете эффективного излучения. Наличие такой области слабого поглощения, охватывающей около 25% общего потока абсолютно черного излучения, и отражено в теоретической формуле (9.58).

Совершенно ясно, что подобного рода сопоставление теоретической формулы с формулой Брента приведет к такому же качественному выводу с тем лишь различием, что в этом случае вместо экспоненциальной функции поглощения появится функция поглощения в форме закона квадратного корня.

Перейдем теперь к анализу вторых слагаемых в формулах (9.57) — (9.58), физический смысл которых был указан в начале настоящей главы.

Перепишем эти слагаемые следующим образом:

$$\Delta F_{\text{т}} = \pm\, \delta a \sigma \overline{T^3_{(0,\,h)}} \sum_{j=1}^{4} \left[Ei\left(-k_j \rho_{w_0} h\right) - Ei\left(-k_j \rho_{w_0} \varepsilon_0\right)\right], \qquad (9.63)$$

$$\Delta F_{\text{э}} = 0{,}95 \cdot 4 \sigma \overline{T^3}\, \Delta T, \qquad (9.64)$$

где $\Delta T = T_0 - T$.

Как видно, выражения (9.63) — (9.64) вполне аналогичны по своей структуре, если считать, что величина

$$\frac{a \sum_{j=1}^{4} \left[Ei\left(-k_j \rho_{w_0} h\right) - Ei\left(-k_j \rho_{w_0} \varepsilon_0\right)\right]}{4} = \Delta T$$

эквивалентна скачку температуры на границе раздела земля—атмосфера. Подсчитаем численное значение этой величины при следующих значениях входящих в нее параметров: $\rho_{w_0} = 7 \cdot 10^{-6}$ $г/см^3$; $\varepsilon_0 = 10^{-4}$ $см$; $a = 0{,}226$; $h = 50$ $м$; k_j согласно данным главы III.

Принятые значения a и ε_0 соответствуют разности $T_0 - T_h = 4°$. Расчет дает для искомой нами величины значение $\Delta T = 3{,}8°$. Это значение практически совпадает (в данном случае допустимой следует считать ошибку порядка 1°) с разностью температур почва—будка, использованной в формуле (9.57). Такое совпадение позволяет сделать вывод о том, что учет зависимости эффективного излучения от скачка температуры выполнен в эмпирической формуле (9.57) физически обоснованно. Более того, указанное заключение приводит к выводу, что и в теоретической формуле (9.58) следует эффект скачка температуры учитывать более простым образом — так, как это сделано в формуле (9.57). Заметим, что полученный результат может быть легко обоснован и аналитически. Действительно, используя для интегральных показательных функций, входящих в выражение (9.63), разложение их в ряд при малых значениях аргумента, получим

$$\Delta T \simeq a \ln \frac{h}{\varepsilon_0} = T_0 - T_h.$$

Однако разность температур $T_0 - T_h$ с точностью порядка 1° совпадает с разностью температур почва—будка, так как основная часть изменения температуры осуществляется в прилегающем к земной поверхности тонком слое воздуха толщиной в несколько десятков сантиметров.

Итак, анализ эмпирической формулы Онгстрема (9.57) для случая безоблачного неба показывает, что эта формула учиты-

вает совершенно правильно ряд факторов, определяющих величину эффективного излучения (излучательная способность почвы, скачок температуры почва—воздух). Наряду с этим формула Онгстрема неудовлетворительно отражает влияние такого важного в данном случае фактора, как поглощение радиации, и совсем не учитывает термическую стратификацию атмосферы.

В целом формула Онгстрема при $w_\infty \sim 1$—2 $г/см^2$ может давать удовлетворительные результаты лишь в том случае, если вертикальный градиент температуры $\gamma \sim 6°/км$.

Все это свидетельствует в пользу теоретической формулы (9.58), более адекватно отражающей сущность рассматриваемого явления.

§ 6. Угловое распределение интенсивности эффективного излучения и противоизлучения по небесному своду

Обычно при характеристике поля теплового излучения атмосферы ограничиваются рассмотрением потоков радиации. Между тем полная количественная характеристика поля излучения может быть дана лишь в том случае, если известны спектральный состав, состояние поляризации излучения и угловое распределение интенсивности излучения. Поскольку тепловое излучение не поляризовано, то тем самым вопрос об определении состояния поляризации в данном случае отпадает. Для многих практических целей не представляет существенного значения и определение спектрального состава теплового излучения атмосферы, в связи с чем вполне достаточно ограничиться исследованием интегральной интенсивности излучения (следует подчеркнуть, однако, что такое ограничение допустимо отнюдь не во всех случаях: задача изучения распределения энергии в спектре теплового излучения атмосферы является безусловно актуальной). Цель настоящего параграфа состоит в том, чтобы изложить результаты теоретических и экспериментальных исследований по вопросу о распределении интенсивности эффективного излучения земной поверхности и противоизлучения атмосферы по небосводу (по различным направлениям относительно вертикали), следуя работе автора и М. П. Еловских. Этот вопрос имеет не только общенаучный, но и значительный практический интерес для решения задач, связанных с изучением радиационного баланса плоских негоризонтальных или горизонтальных, заэкранированных различными препятствиями поверхностей, а также поверхностей сложных конфигураций.

1. Эффективное излучение. Экспериментальному изучению распределения эффективного излучения по небосводу посвящено несколько исследований. Однако все эти исследования имеют эпизодический характер и, что еще более существенно, выполнены без проведения параллельных аэрологических зондирований. Последнее обстоятельство в значительной степени сни-

жает ценность указанных исследований, так как не позволяет использовать их для проверки правильности выводов теории.

Для теоретических расчетов интенсивности эффективного излучения по различным направлениям до недавнего времени использовалась только эмпирическая формула Линке. Подобного рода расчеты можно производить также и с помощью радиационных номограмм А. А. Дмитриева или Ф. Н. Шехтер. Однако вычисления по номограммам весьма громоздки и, кроме того, не позволяют непосредственно анализировать факторы, определяющие изменение интенсивности эффективного излучения.

Теоретическое решение вопроса о распределении интенсивности эффективного излучения по небосводу было впервые дано автором. Позднее были опубликованы также теоретические работы О. Лонквиста.

Рассмотрим сначала, каким образом задача о распределении интенсивности эффективного излучения по небосводу может быть решена теоретически. Как будет ясно из дальнейшего, теория этого вопроса естественно распадается на две части, соответствующие случаям безоблачного и облачного неба.

Безоблачное небо. Вычислим, используя первую из формул (9.4), поток теплового излучения атмосферы в направлении зенита в пределах телесного угла, характеризуемого углом раствора конуса, равным 2θ. Имеем для перехода от интенсивности к потоку следующую общую формулу:

$$G_{\lambda,\,\theta}(z) = 2\pi \int_0^{\theta} G_\lambda(z,\ \vartheta) \sin\vartheta \cos\vartheta\, d\vartheta, \tag{9.65}$$

где через $G_{\lambda,\,\theta}(z)$ обозначен поток теплового излучения на высоте z в пределах указанного телесного угла.

Используя формулу (9.4), получим вместо (9.65)

$$G_{\lambda,\,\theta}(z) = 2\int_z^{\infty} k_\lambda \rho(\eta) B_\lambda(T(\eta)) \int_0^{\theta} \sin\vartheta e^{-k_\lambda \sec\vartheta \int_z^{\eta} \rho(\zeta)\, d\zeta} d\vartheta\, d\eta. \tag{9.66}$$

Нетрудно показать, что формула (9.66) может быть переписана следующим образом:

$$G_{\lambda,\,\theta}(z) = 2\int_z^{\infty} k_\lambda \rho(\eta) B_\lambda(T(\eta)) \times$$

$$\times \left\{ E_2\left(k_\lambda \int_z^{\eta} \rho(\zeta)\, d\zeta\right) - \cos\theta\, E_2 \times \right.$$

$$\left. \times \left(k_\lambda \sec\vartheta \int_z^{\eta} \rho(\zeta)\, d\zeta\right)\right\} d\eta, \tag{9.67}$$

где $E_n(x)=\int\limits_1^\infty t^{-n}e^{-xt}dt$ — некоторые трансцендентные функции (в данном случае $n=2$).

Действительно, вводя новую переменную $t=\sec\vartheta$, получаем

$$\int\limits_0^\theta \sin\vartheta e^{-k_\lambda \sec\vartheta \int\limits_z^\eta \rho(\zeta)d\zeta} d\vartheta = \int\limits_1^{\sec\theta} t^{-2} e^{-tk_\lambda \int\limits_z^\eta \rho(\zeta)\,d\zeta} dt.$$

Таким образом, для того чтобы подтвердить правильность выражения (9.67), необходимо показать справедливость следующего тождества:

$$\int\limits_{\sec\theta}^\infty t^{-2} e^{-\tau_\lambda t} dt = \cos\theta \int\limits_1^\infty t^{-2} e^{-\tau_\lambda \sec\theta t} dt = \\ = \cos\theta E_2(\tau_\lambda \sec\theta),$$

где $\tau_\lambda = \int\limits_z^\eta \rho(\zeta)\,d\zeta$.

Вводя переменную $u=-\tau_\lambda t$, имеем

$$J = \int\limits_{\sec\theta}^\infty t^{-2} e^{-\tau_\lambda t} dt = \tau_\lambda \int\limits_{-\infty}^{-\tau_\lambda \sec\theta} u^{-2} e^u du.$$

Интегрируя далее по частям, получим $J=\cos\theta[e^{-\tau_\lambda \sec\theta} + \\ + \tau_\lambda \sec\theta\, Ei(-\tau_\lambda \sec\theta)]$, где $Ei(-x)=\int\limits_{-\infty}^{-x} t^{-1}e^t dt$ — интегральная показательная функция.

Функции E_2 и Ei связаны, однако, следующим соотношением:

$$E_2(x) = e^{-x} + xEi(-x).$$

Таким образом, $J=\cos\theta E_2(\tau_\lambda \sec\theta)$, что и требовалось доказать.

Выполним теперь некоторые преобразования формулы (9.67). Введем сначала вместо z переменную $w=\int\limits_0^z \rho(\zeta)d\zeta$ и перепишем формулу (9.67) применительно к уровню земной поверхности ($z=0$ и соответственно $w=0$) следующим образом:

$$G_{\lambda,\theta}(0) = 2\int\limits_0^{w_\infty} k_\lambda B_\lambda(T(\mu)) \{E_2(k_\lambda \mu) - \\ - \cos\theta E_2(k_\lambda \mu \sec\theta)\} d\mu. \qquad (9.68)$$

Произведем в последней формуле интегрирование по частям, учитывая существование тождества

$$\frac{dE_n(x)}{dx} = -E_{n-1}(x).$$

Получим, принимая во внимание, что $E_3(0) = \frac{1}{2}$,

$$G_{\lambda,\theta}(0) = B_\lambda(T(0))(1-\cos^2\theta) - B_\lambda(T(w_\infty))\left[2E_3(k_\lambda w_\infty) - \right.$$
$$\left. - \cos^2\theta \cdot 2E_3(k_\lambda w_\infty \sec\theta)\right] +$$
$$+ \int_0^{w_\infty} \frac{dB_\lambda}{d\mu}\left[2E_3(k_\lambda\mu) - \cos^2\theta \cdot 2E_3(k_\lambda \mu\sec\theta)\right] d\mu. \qquad (9.69)$$

Функция $P_{\lambda,F}(w) = 2E_3(k_\lambda w)$ представляет собой функцию пропускания монохроматического потока излучения. Поэтому формула (9.69) может быть переписана таким образом:

$$G_{\lambda,\theta}(0) = B_\lambda(T(0))(1-\cos^2\theta) - B_\lambda(T(w_\infty))\left[P_{\lambda,F}(w_\infty) - \right.$$
$$\left. - \cos^2\theta P_{\lambda,F}(w_\infty \sec\theta)\right] +$$
$$+ \int_0^{w_\infty} \frac{dB_\lambda}{d\mu}\left[P_{\lambda,F}(\mu) - \cos^2\theta\, P_{\lambda,F}(\mu\sec\theta)\right] d\mu. \qquad (9.70)$$

Выполним теперь интегрирование последнего выражения по всем длинам волн от 0 до ∞, воспользовавшись методом, предложенным В. А. Амбарцумяном и развитым в применении к земной атмосфере А. И. Лебединским (см. главу III). Для этого проинтегрируем сначала (9.70) по всем длинам волн, для которых имеет место следующее неравенство

$$k < k_\lambda < k + dk. \qquad (9.71)$$

Получим

$$G_{\lambda,\theta}(0) = \int_{(\lambda)} G_{\lambda,\theta}(0)\, d\lambda = B(T(0))(1 -$$
$$- \cos^2\theta) f(k) - B(T(w_\infty))\left[P_{k,F}(w_\infty) - \right.$$
$$\left. - \cos^2\theta P_{k,F}(w_\infty \sec\theta)\right] f(k) +$$
$$+ \int_0^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu}\left[P_{k,F}(\mu) - \cos^2\theta P_{k,F}(\mu\sec\theta)\right] f(k)\, d\mu. \qquad (9.72)$$

Обозначения имеют здесь такой смысл: $B(T) = \sigma T^4$, $P_{k,F}(w) = 2E_3(kw)$.

Фигурирующая в (9.72) функция $f(k)$ определяется из соотношения

$$Bf(k) = \int\limits_{(\lambda)} B_\lambda \, d\lambda,$$

где интегрирование распространяется на все длины волн, удовлетворяющие неравенству (9.71).

Интегрируя далее выражение (9.72) по всем k от 0 до ∞ (т. е. по всему спектру), получим следующее выражение для полного (интегрального) потока теплового излучения атмосферы в пределах рассматриваемого нами телесного угла:

$$G(0,\ \theta) = \int\limits_0^\infty G_{k,\theta}(0)\,dk = B(T(0))\sin^2\theta - $$

$$- B(T(w_\infty))\left[P_F(w_\infty) - \cos^2\theta\, P_F(w_\infty \sec\theta)\right] + $$

$$+ \int\limits_0^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu}\left[P_F(\mu) - \cos^2\theta\, P_F(\mu\sec\theta)\right] d\mu, \qquad (9.73)$$

где $P_F(w) = \int\limits_0^\infty P_{k,F}(w) f(k)\,dk$ — интегральная функция пропускания для потока излучения.

Предполагая, что на уровне земной поверхности выполняется закон Кирхгофа, напишем

$$U(0,\ \theta) = \delta B(T_0)\sin^2\theta + (1-\delta)\,G(0,\ \theta), \qquad (9,74)$$

где $U(0,\ \theta)$ — восходящий поток длинноволнового излучения в пределах рассматриваемого нами телесного угла на уровне $z=0$; $B(T_0)\sin^2\theta$ — излучение абсолютно черного тела, находящегося при температуре земной поверхности T_0, в пределах того же телесного угла; δ — относительная излучательная (поглощательная) способность земной поверхности.

На основании (9.74) получим для эффективного излучения земной поверхности

$$F(0,\ \theta) = U(0,\ \theta) - G(0,\ \theta) = \delta\left[B(T_0)\sin^2\theta - G(0,\ \theta)\right]$$

или, принимая во внимание (9.73), получим

$$F(0,\ \theta) = \delta B\,(T_\infty)\left[P_F(w_\infty) - \cos^2\theta\, P_F(w_\infty\sec\theta)\right] -$$

$$- \delta \int\limits_0^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu}\left[P_F(\mu) - \cos^2\theta\, P_F(\mu\sec\theta)\right] d\mu, \qquad (9.75)$$

где для краткости введено обозначение $B(T(w_\infty)) = B(T_\infty)$.

Полагая здесь $\theta=\frac{\pi}{2}$, получим для потока эффективного излучения F_0, рассчитанного на полусферу,

$$F_0=F\left(0,\ \frac{\pi}{2}\right)=\delta B\left(T_\infty\right)P_F\left(w_\infty\right)-\delta\int\limits_0^{w_\infty}\frac{dB}{d\mu}P_F(\mu)\,d\mu. \qquad (9.76)$$

Учитывая формулы (9.75) и (9.76), имеем

$$F(0,\ \theta)=F_0\left[1-\cos^2\theta\times\right.$$

$$\left.\times\frac{B\left(T_\infty\right)P_F\left(w_\infty\sec\theta\right)-\int\limits_0^{w_\infty}\frac{dB}{d\mu}P_F\left(\mu\sec\theta\right)d\mu}{B\left(T_\infty\right)P_F\left(w_\infty\right)-\int\limits_0^{w_\infty}\frac{dB}{d\mu}P_F\left(\mu\right)d\mu}\right]. \qquad (9.77)$$

Нетрудно понять, что если в проделанных выше выкладках опустить интегрирование по ϑ, то получим следующее выражение, связывающее интенсивность эффективного излучения в направлении зенитного угла ϑ (f_ϑ) и в направлении зенита (f_0):

$$f_\vartheta=f_0\frac{E\left(T_\infty\right)P_J\left(w_\infty\sec\vartheta\right)-\int\limits_0^{w_\infty}\frac{dE}{d\mu}P_J\left(\mu\sec\vartheta\right)d\mu}{E\left(T_\infty\right)P_J\left(w_\infty\right)-\int\limits_0^{w_\infty}\frac{dE}{d\mu}P_J\left(\mu\right)d\mu}, \qquad (9.78)$$

где $E=\frac{1}{\pi}B$, $P_J(w)=\int\limits_0^{\infty}e^{-kw}f(k)dk$ — интегральная функция пропускания для интенсивности излучения.

Формулы (9.77) и (9.78) представляют собой точные выражения для расчета распределения по небосводу потока и интенсивности эффективного излучения в случае безоблачного неба. Структура этих формул такова, что расчеты по ним удобно производить графическим путем, используя систему координат (P_F, B) или (P_J, E). Однако, как уже было отмечено выше, вычисления по радиационным номограммам довольно громоздки и не позволяют непосредственно анализировать роль различных факторов, определяющих изменение интенсивности или потока эффективного излучения. В то же время применение формул (9.77) и (9.78) для численных расчетов также требует

весьма трудоемких вычислений. В связи с этим наша задача состоит в том, чтобы упростить указанные формулы для получения приближенных теоретических формул, пригодных для практических расчетов. Для решения такой задачи может быть использован предложенный автором приближенный метод расчета интегралов, входящих в формулы (9.77) и (9.78).

Как показано в § 2, выражения, фигурирующие в числителе и знаменателе формулы (9.77), могут быть представлены в виде

$$B(T_\infty)\,P_F(w_\infty) - \int_0^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu} P_F(\mu)\,d\mu = $$

$$= \left[B(T_н) + c\left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right| H\right] P_F(w_\infty), \qquad (9.79)$$

где c — некоторая постоянная; H — высота тропопаузы; $\left|\frac{\overline{dB}}{dz}\right|$ — средний вертикальный градиент функции $B=\sigma T^4$ в тропосфере.

В случае расчета потоков эффективного излучения или противоизлучения функция пропускания $P_F(w_\infty)$ определяется следующим образом:

$$P_F(w_\infty) = 0{,}25e^{-0{,}166w_\infty} + 0{,}11\,e^{-0{,}8w_\infty}. \qquad (9.80)$$

Принимая во внимание формулы (9.79) и (9.80), получим теперь вместо (9.77)

$$F(0,\ \theta) = F_0\left[1 - \cos^2\theta \times\right.$$

$$\left. \times \frac{0{,}25e^{-0{,}166w_\infty \sec\theta} + 0{,}11\,e^{-0{,}8w_\infty \sec\theta}}{0{,}25e^{-0{,}166w_\infty} + 0{,}11\,e^{-0{,}8w_\infty}}\right]. \qquad (9.81)$$

Аналогичным образом может быть преобразована и формула (9.78), с той лишь разницей, что в этом случае необходимо использовать функцию пропускания для интенсивности излучения. Учитывая последнее обстоятельство, будем иметь вместо (9.78)

$$f_\vartheta = f_0 \frac{0{,}25e^{-0{,}1w_\infty \sec\vartheta} + 0{,}11\,e^{-0{,}5w_\infty \sec\vartheta}}{0{,}25e^{-0{,}1w_\infty} + 0{,}11\,e^{-0{,}5w_\infty}}. \qquad (9.82)$$

Расчеты показывают, что для приближенных вычислений относительной интенсивности эффективного излучения вместо этой формулы можно применять следующее еще более простое выражение:

$$f_\vartheta = f_0 e^{-kw_\infty(\sec\vartheta - 1)} \qquad (9.83)$$

где k — некоторый численный коэффициент, представляющий собой средний коэффициент поглощения тепловой радиации для той области спектра, которая соответствует «окну» прозрачности и примыкающим к последнему участкам слабого поглощения.

Как видно, использование соотношения (9.79) позволяет получить весьма простые приближенные формулы для расчета распределения по небосводу потока и интенсивности эффективного излучения. Основной физический смысл полученных результатов заключается в том, что относительные величины потока $\frac{F(0,\vartheta)}{F_0}$ и интенсивности $\frac{f_\vartheta}{f_0}$ эффективного излучения являются функциями только зенитного расстояния и общего содержания водяного пара в столбе атмосферы единичного сечения. Согласно (9.82), отношение интенсивностей эффективного излучения в направлении зенитного угла ϑ и в направлении зенита тождественно отношению функций пропускания радиации в соответствующих направлениях. Нетрудно понять, что последний результат является совершенно очевидным для случая изотермической атмосферы. Действительно, имея в виду закон Кирхгофа, можем написать в этом случае для интенсивности противоизлучения атмосферы в направлении зенитного угла $\vartheta(g_\vartheta)$ и в направлении зенита (g_0):

$$g_\vartheta = \left[1 - P_J\left(w_\infty \sec\vartheta\right)\right]\frac{\sigma}{\pi}T^4,$$

$$g_0 = \left[1 - P_J\left(w_\infty\right)\right]\frac{\sigma}{\pi}T^4.$$

Отсюда вытекает, что

$$\frac{g_\vartheta}{g_0} = \frac{1 - P_J\left(w_\infty \sec\vartheta\right)}{1 - P_J\left(w_\infty\right)}. \tag{9.84}$$

Для интенсивности эффективного излучения будем иметь:

$$f_\vartheta = \delta\left(\frac{\sigma}{\pi}T^4 - g_\vartheta\right) = \delta P_J\left(w_\infty \sec\vartheta\right)\frac{\sigma}{\pi}T^4,$$

$$f_0 = \delta\left(\frac{\sigma}{\pi}T^4 - g_0\right) = \delta P_J\left(w_\infty\right)\frac{\sigma}{\pi}T^4.$$

Таким образом, получаем следующее выражение, тождественное формуле (9.82):

$$\frac{f_\vartheta}{f_0} = \frac{P_J\left(w_\infty \sec\vartheta\right)}{P_J\left(w_\infty\right)}. \tag{9.85}$$

Сделанные выше замечания по поводу формулы (9.82) показывают, что в отношении закона распределения относительной

интенсивности эффективного излучения реальная атмосфера может рассматриваться как квазиизотермическая. Однако следует сразу же оговориться, что такой вывод может быть справедлив не для всех условий. Дело в том, что соотношение (9.79) выполняется лишь при условии, что в атмосфере имеет место убывание температуры с высотой. При наличии же инверсий это соотношение неверно и должно быть заменено другим, более общим соотношением. Таким образом, область применения формул (9.81)—(9.83) ограничивается указанным выше случаем убывания температуры с высотой. Следует заметить, что несправедливость перечисленных формул для инверсионных условий вытекает также из непосредственного рассмотрения самих формул. Действительно, при наличии достаточно мощной инверсии и больших ϑ может иметь место неравенство $f_\vartheta < 0$ и, следовательно, $\frac{f_\vartheta}{f_0} < 0$, тогда как из формул (9.82) и (9.83) вытекает, что всегда $\frac{f_\vartheta}{f_0} > 0$.

Весьма простые формулы для расчета относительной интенсивности эффективного излучения при наличии приземных инверсий любой мощности могут быть получены, если использовать приближенный метод расчета эффективного излучения в инверсионных условиях, предложенный автором и М. А. Васильевой. В этом случае имеем для интенсивности эффективного излучения в направлении зенита

$$f_0 = \delta E_h P_J(w_\infty) - a_1 \Delta T + b_1, \tag{9.86}$$

где $E_h = \frac{\sigma}{\pi} T_h^4$; T_h — температура на уровне верхней границы инверсии; $\Delta T = T_h - T_0$ — температурная «мощность» инверсии; a_1 и b_1 — некоторые постоянные.

Выражение для f_ϑ представим по аналогии с этой формулой таким образом:

$$f_\vartheta = \delta E_h P_J(w_\infty \sec\vartheta) - a_1 \Delta T + b_1.$$

Теперь для относительной интенсивности эффективного излучения найдем

$$\frac{f_\vartheta}{f_0} = \frac{E_h P_J(w_\infty \sec\vartheta) - a\Delta T + b}{E_h P_J(w_\infty) - a\Delta T + b}, \tag{9.87}$$

где $a = \frac{a_1}{\delta}$, $b = \frac{b_1}{\delta}$.

В предельном случае $\Delta T \to 0$ эта формула становится тождественной полученной выше формуле (9.85).

Закончим на этом теоретический разбор вопроса о распределении по небосводу интенсивности и потока эффективного излу-

чения при безоблачном небе и обратимся к анализу результатов наблюдений.

Наблюдения над распределением по небосводу интенсивности эффективного излучения были выполнены в безоблачные ночи июня—июля 1953 г. в пос. Воейково (Ленинградская обл.). Измерения производились с помощью двух радиометров, приемная часть которых, помещенная на дне массивного медного цилиндрического стакана, представляет собой термостолбик из 20 манганин-константановых термопар. Приемное отверстие выполнено в виде щели с углом отверстия, по ширине равным 15°. Внутри обоих приборов было поставлено по четыре диафрагмы. Один из приборов был закрыт светофильтром КРС-5, располагавшимся на расстоянии 53 *мм* от приемной поверхности. Измерение термотока производилось зеркальным гальванометром с небольшим внутренним сопротивлением (20 *ом*) и чувствительностью 10^{-9} *а*.

Два прибора — с фильтром и без него — использовались для того, чтобы проконтролировать влияние ветра на показания открытого прибора. Измерения показали, что отклонения по прибору без светофильтра нестабильны при скорости ветра 4—5 *м/сек* и более. Прибор со светофильтром дает при любом ветре устойчивые отклонения гальванометра. Относительные величины интенсивности эффективного излучения, измеренные по обоим приборам, были тождественными, за исключением случаев с сильным ветром (соответствующие серии с неустойчивыми показаниями прибора без фильтра не принимались во внимание). Оценка относительной ошибки измерений интенсивности эффективного излучения показала, что для обоих приборов эта ошибка составляет около $\pm 3\%$.

Изложенные выше теоретические представления исходят из предположения о горизонтальной однородности атмосферы. Именно поэтому интенсивность эффективного излучения при безоблачном небе, определяемая теоретическими формулами, зависит от зенитного расстояния, но не зависит от азимута рассматриваемого участка неба. Очевидно, однако, что реальная атмосфера не является горизонтально однородной. Существенно поэтому установить, влияет ли горизонтальная неоднородность реальной безоблачной атмосферы на изменение интенсивности эффективного излучения. С этой целью были проделаны измерения интенсивности эффективного излучения для зенитных углов 20, 40, 70, 80° и различных азимутов (через 50—70° по азимуту). Измерения показали, что азимутальное изменение эффективного излучения несколько выходит за пределы ошибок измерений. Однако это изменение все же настолько невелико, что его можно не принимать во внимание.

На рис. 152 изображены результаты 18 серий измерений относительной интенсивности эффективного излучения по прибору

со светофильтром. Обычно при измерениях приборы поворачивались на восток или северо-восток. Отсчеты производились через каждые 10° зенитного расстояния и при $\vartheta = 55°$. Кривые, нанесенные на этом рисунке, получены путем расчета по формуле (9.82) для двух экстремальных значений общего со-

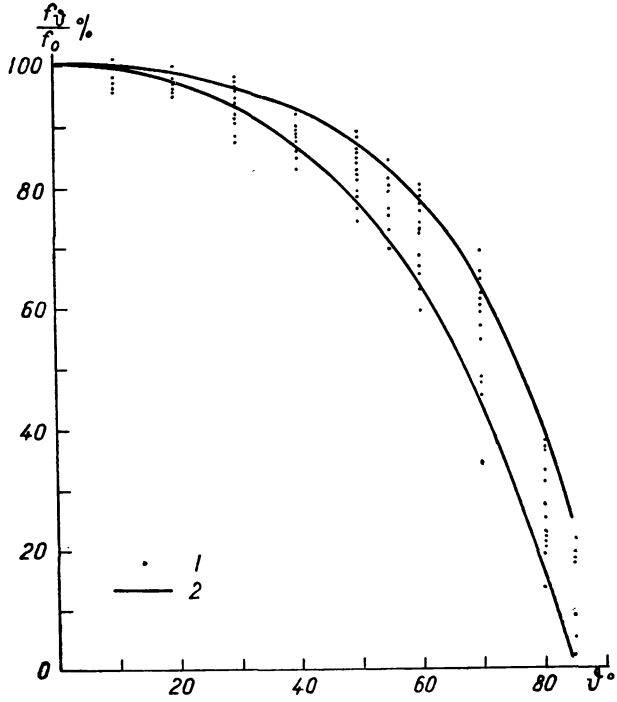


Рис. 152. Относительная интенсивность эффективного излучения, по данным 18 серий измерений по прибору со светофильтром.

1 — результаты наблюдений; *2* — результаты расчетов по формуле (9.82) при $w_\infty = 1{,}57$ *г/см²* (верхняя кривая) и $w_\infty = 3{,}75$ *г/см²* (нижняя кривая).

держания водяного пара в атмосфере: $w_\infty = 1{,}57$ *г/см²* и $w_\infty = 3{,}75$ *г/см²*, соответствующих указанным 18 сериям наблюдений. Общее содержание пара в столбе атмосферы единичного сечения рассчитывалось по данным аэрологических зондирований до высот порядка 25—30 *км*. Так как чаще всего моменты зондирований и наблюдений не совпадали, то во многих случаях пришлось прибегнуть к интерполяции данных аэрологических зондирований.

Как видно из рис. 152, предельные кривые вполне удовлетворительно ограничивают область измеренных значений относительной интенсивности эффективного излучения. Еще лучшее совпадение наблюденных и рассчитанных по формуле (9.82) значений получается при сравнении осредненных величин.

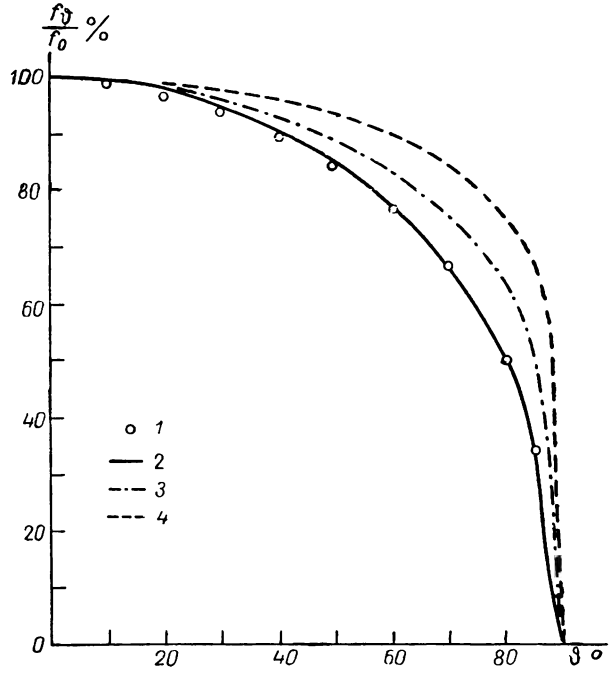


Рис. 153 Относительная интенсивность эффективного излучения в инверсионных условиях.

1 — результаты наблюдений (средняя из 22 серий); *2* — результаты расчетов по формуле (9.87); *3* — результаты расчетов по формуле (9.82); *4* — результаты расчетов по формуле Линке $\frac{f_\vartheta}{f_0} = \cos^2\vartheta$.

Как было отмечено выше, теоретическая формула (9.82) заведомо несправедлива для инверсионных условий. Наблюдения подтверждают этот вывод. На рис. 153 изображены результаты ночных наблюдений 5—6 апреля 1955 г. по приборам с фильтром и без фильтра. Данные зондирования обнаружили в эту ночь инверсию до высоты 500 *м* с разностью температур в этом слое $\Delta T = 5{,}5°$. Расчеты были выполнены по формулам (9.82), (9.86) и (9.87). Постоянные a и b в последней формуле приняты равными: $a = 2\,5 \cdot 10^{-3}$; $b = 0{,}003$.

Как видно из рис. 153, только «инверсионная» формула (9.87) дает результаты, хорошо согласующиеся с наблюдениями. Это свидетельствует о том, что влияние инверсионной стратификации на угловое распределение интенсивности эффективного излучения является весьма существенным.

О б л а ч н о е н е б о. Начнем с вопроса о теоретическом расчете относительной интенсивности эффективного излучения в предельном случае сплошной облачности. Считая, что излучение нижней поверхности облака можно отождествлять с излучением абсолютно черного тела, находящегося при температуре нижней поверхности облака T_h (h — высота облака над земной поверхностью), получим для интенсивности монохроматического излучения атмосферы на уровне земной поверхности

$$G_\lambda(0,\ \vartheta) = E_\lambda(T_h)\, e^{-k_\lambda\, w_h \sec\vartheta} + \\ + \int_0^{w_h} k_\lambda \sec\vartheta E_\lambda(T)\, e^{-k_\lambda\, \mu \sec\vartheta}\, d\mu.$$

Выполняя интегрирование этого выражения, аналогичное проделанному при выводе формулы (9.73), найдем для полного потока излучения атмосферы в пределах конуса с углом раствора 2θ в направлении зенита

$$G(0,\ \theta) = B(T_0)\sin^2\theta + \\ + \int_0^{w_h} \frac{dB}{d\mu}\left[P_F(\mu) - \cos^2\theta\, P_F(\mu \sec\theta)\right] d\mu. \qquad (9.88)$$

Используя соотношение (9.74), получим далее

$$F(0,\ \theta) = -\delta \int_0^{w_h} \frac{dB}{d\mu}\left[P_F(\mu) - \cos^2\theta\, P_F(\mu \sec\theta)\right] d\mu.$$

Полагая здесь $\theta = \frac{\pi}{2}$, получим следующее выражение для рассчитанного на полусферу потока эффективного излучения при наличии сплошной облачности F_1:

$$F_1 = F\left(0,\ \frac{\pi}{2}\right) = -\delta \int_0^{w_h} \frac{dB}{d\mu} P_F(\mu)\, d\mu.$$

Принимая во внимание две последние формулы, имеем

$$F(0,\ \theta)=F_0\left[1-\cos^2\theta\frac{\int\limits_0^{w_h}\frac{dB}{d\mu}P_F(\mu\sec\theta)\,d\mu}{\int\limits_0^{w_h}\frac{dB}{d\mu}P_F(\mu)\,d\mu}\right]=$$

$$=F_1\left[1-\cos^2\theta\frac{\int\limits_{B_0}^{B_h}P_F(\mu\sec\theta)\,dB}{\int\limits_{B_0}^{B_h}P_F(\mu)\,dB}\right]. \qquad (9.89)$$

Аналогичным образом может быть получено выражение, определяющее распределение интенсивности эффективного излучения по небосводу,

$$f_\vartheta=f_0\frac{\int\limits_0^{w_h}\frac{dE}{d\mu}P_J(\mu\sec\vartheta)\,d\mu}{\int\limits_0^{w_h}\frac{dE}{d\mu}P_J(\mu)\,d\mu}=f_0\frac{\int\limits_{E_0}^{E_h}P_J(\mu\sec\vartheta)\,dE}{\int\limits_{E_0}^{E_h}P_J(\mu)\,dE}. \qquad (9.90)$$

Формулы (9.89) и (9.90) представляют собой точные выражения для расчета распределения по небосводу потока и интенсивности эффективного излучения при сплошной облачности. Так же как и формулы (9.77) и (9.78), они удобны для целей номографирования. Вместе с тем на основе использования формул (9.89) и (9.90) нетрудно получить весьма простые приближенные соотношения. Очевидно, что если в условиях безоблачного неба стратификационные поправки, как правило, невелики, то при наличии сплошной облачности они должны быть еще меньше. Поэтому можно думать, что с вполне достаточной степенью точности должно выполняться такое соотношение для относительной интенсивности эффективного излучения:

$$f_\vartheta=f_0\frac{P_J(w_h\sec\vartheta)}{P_J(w_h)}. \qquad (9.91)$$

Аналогичным образом можно упростить и формулу (9.89). Нетрудно понять, что формула (9.91) будет максимально преувеличивать неизотропность эффективного излучения, так как по теореме о среднем следовало бы вынести за знак интеграла значение функции P_J, соответствующее некоторому аргументу $\overline{w}<w_h$. Однако даже эта формула показывает, что при наличии сплошного облачного покрова неизотропность эффективного излучения значительно уменьшается по сравнению со случаем

безоблачного неба [ср. формулы (9.85) и (9.91)]. Экспериментальные данные подтверждают этот вывод.

Разобрав вопрос о расчете интенсивности эффективного излучения при безоблачном и полностью облачном небе, легко решить теперь и задачу о распределении интенсивности эффективного излучения по небосводу в общем случае частичной облачности. Обозначим через $n(\vartheta)$ степень облачности в части небосвода, находящейся на угловом расстоянии ϑ от зенита. Тогда для интенсивности эффективного излучения при наличии частичной облачности $f_n(\vartheta)$ получим с учетом (9.85) и (9.91) следующее общее соотношение:

$$f_n(\vartheta) = [1 - n(\vartheta)]\, f_0 \frac{P_J(w_\infty \sec \vartheta)}{P_J(w_\infty)} + n(\vartheta)\, f_1 \frac{P_J(w_h \sec \vartheta)}{P_J(w_h)}. \quad (9.92)$$

Далее будет рассмотрен пример применения этого общего соотношения к задаче о зависимости эффективного излучения от облачности.

2. Противоизлучение атмосферы. Рассмотрим закономерности распределения по небосводу относительной интенсивности противоизлучения атмосферы. Очевидно, что решение этой задачи может быть найдено на основе использования результатов, полученных выше для эффективного излучения.

Ясное небо. Обращаясь в этом случае к уже выведенной формуле (9.85), перепишем ее таким образом:

$$E_0 - g_\vartheta = (E_0 - g_0)\, \varphi(\vartheta),$$

где g_ϑ, g_0 — интенсивность противоизлучения атмосферы в направлении зенитного угла ϑ и в направлении зенита соответственно; $\varphi(\vartheta) = \dfrac{P_J(w_\infty \sec \vartheta)}{P_J(w_\infty)}$.

Из этого соотношения получим для относительной интенсивности противоизлучения

$$\frac{g_\vartheta}{g_0} = \varphi(\vartheta) + \frac{E_0}{g_0}[1 - \varphi(\vartheta)]. \quad (9.93)$$

Последняя формула является несколько более общей, чем (9.84), но не позволяет представить относительную интенсивность противоизлучения как функцию только ϑ и w_∞. Поэтому заслуживает внимания формула (9.84), полученная выше для условий изотермической атмосферы. Поскольку было установлено, что в отношении закона распределения по небосводу относительной интенсивности эффективного излучения реальная атмосфера тождественна изотермической, то естественно предположить справедливость этого вывода и для противоизлучения. Следует заметить, что применение формулы (9.93) облег-

чается, если учесть, что, как показал Г. Фалькенберг, противоизлучение в направлении зенита можно рассчитать с помощью эмпирической формулы Онгстрема с соответствующим образом измененными численными значениями коэффициентов.

На рис. 154 изображены результаты измерений (кривая *1*) и расчетов по формулам (9.93) (кривая *2*) и (9.84) (кривая *3*) относительной интенсивности противоизлучения атмосферы, полученных путем осреднения 18 серий наблюдений по прибору без

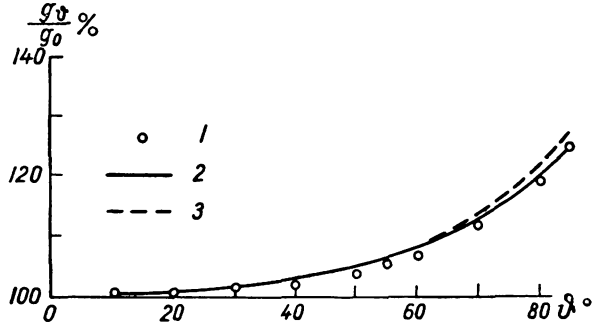


Рис. 154. Средняя относительная интенсивность противоизлучения атмосферы, по данным 18 серий по прибору без светофильтра.

светофильтра. Как видно из рисунка, согласование наблюденных и вычисленных значений можно считать вполне удовлетворительным.

Облачное небо. Используя формулу (9.91) для условий сплошной облачности, найдем

$$\frac{g_\vartheta}{g_0} = \varphi_1(\vartheta) + \frac{E_0}{g_0}[1 - \varphi_1(\vartheta)], \tag{9.94}$$

где $\varphi_1(\vartheta) = \dfrac{P_J(w_h \sec \vartheta)}{P_J(w_h)}$.

При наличии частичной облачности будет иметь место формула, аналогичная (9.92).

§ 7. Некоторые практические применения данных об угловом распределении интенсивности эффективного излучения и противоизлучения

1. Влияние облачности, туманов и дымов на эффективное излучение и противоизлучение. В § 5 были приведены некоторые данные наблюдений, свидетельствующие о значительном влиянии облачности, туманов и дымов на эффективное излучение и противоизлучение. Рассмотрим теперь теорию этого вопроса.

Влияние облачности. Облачность оказывает наиболее существенное влияние на величины эффективного излучения и противоизлучения. Как уже отмечалось, при наличии облачности эффективное излучение значительно уменьшается, а противоизлучение увеличивается. Выше были приведены эмпирические формулы, определяющие зависимость эффективного излучения и противоизлучения от степени облачности. Выполним теперь общее теоретическое рассмотрение вопроса о влиянии облачности на эффективное излучение, следуя работе автора (аналогичные рассмотрения будут справедливы и для противоизлучения).

Нетрудно понять, что исходным пунктом в решении задачи расчета эффективного излучения при наличии облачности является вопрос о распределении интенсивности эффективного излучения по различным направлениям относительно вертикали. Если $f_n(\vartheta)$ — интенсивность эффективного излучения при степени облачности n в направлении, составляющем угол ϑ по отношению к вертикали, то поток эффективного излучения $F_{0,n}$ может быть определен по известному соотношению

$$F_{0,n} = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} f_n(\vartheta) \sin\vartheta \cos\vartheta \, d\vartheta. \tag{9.95}$$

Вопрос о распределении интенсивности эффективного излучения по небосводу при наличии облачности может быть решен на основе использования результатов, рассмотренных в § 6.

В случае ясного неба

$$f_\vartheta = f_0 \varphi(\vartheta), \tag{9.96}$$

где функция $\varphi(\vartheta)$ определяется формулой (9.82).

В случае полностью облачного неба

$$f_{\vartheta,1} = f_{0,1} \varphi_1(\vartheta), \tag{9.97}$$

где функция $\varphi_1(\vartheta)$ определяется формулой (9.91).

Как было показано выше, распределение интенсивности эффективного излучения при наличии сплошного облачного покрова близко к изотропному. Поэтому не очень существенные ошибки возникают даже в том случае, если положить $\varphi_1(\vartheta) = 1$. Это приближение оказывается тем более точным, чем ниже расположен облачный покров.

Для вывода общей формулы, определяющей интенсивность эффективного излучения $f_n(\vartheta)$, необходимо принять во внимание тот факт, что облачность распределяется по небосводу неравномерно: в направлении горизонта происходит проективное увеличение облачности. Если n_0 — степень облачности в зените,

то в общем случае имеем для степени облачности n в части небосвода, находящейся на угловом расстоянии ϑ от зенита,

$$n = n(n_0, \vartheta). \tag{9.98}$$

В. Вайсала на основании обработки наблюдений над кучевыми облаками получил следующее выражение, характеризующее распределение облачности по небосводу:

$$n(n_0, \vartheta) = n_0 + n_0^{\cos\vartheta}(1 - n_0)^{\sin\vartheta}\left(1 - \cos^{2\varkappa^2}\vartheta\right), \tag{9.99}$$

где $\varkappa$ — отношение вертикальных размеров облака к его горизонтальным размерам (относительная толщина).

Принимая во внимание приведенные выше результаты, можно общее выражение, определяющее распределение интенсивности эффективного излучения по небосводу при наличии частичной облачности, записать таким образом:

$$f_n(\vartheta) = [1 - n(n_0, \vartheta)]\, f_0 \varphi(\vartheta) + n(n_0, \vartheta)\, f_{0,1} \varphi_1(\vartheta). \tag{9.100}$$

Подставляя это выражение в формулу (9.95), получим общее выражение для эффективного излучения

$$F_{0,n} = 2\pi f_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} [1 - n(n_0, \vartheta)]\, \varphi(\vartheta) \sin\vartheta \cos\vartheta\, d\vartheta + \\ + 2\pi f_{0,1} \int_0^{\frac{\pi}{2}} n(n_0, \vartheta)\, \varphi_1(\vartheta) \sin\vartheta \cos\vartheta\, d\vartheta. \tag{9.101}$$

Как видно из (9.101), основными величинами, определяющими эффективное излучение $F_{0,n}$, являются следующие: f_0; $f_{0,1}$; $n(n_0, \vartheta)$.

Очевидно при этом, что первые две величины (f_0 и $f_{0,1}$) не являются независимыми. Между этими величинами имеет место очевидное соотношение:

$$f_0 - f_{0,1} = \delta\, [E(T_h) P_J(w_h) + g_{0,h} - g_{0,H}]. \tag{9.102}$$

Здесь δ — излучательная (поглощательная) способность подстилающей поверхности; T_h — абсолютная температура на высоте нижней поверхности облачного покрова $z = h$; $g_{0,h}$ и $g_{0,H}$ — интенсивности противоизлучения слоев атмосферы, располагающихся между земной поверхностью ($z = 0$) и высотами $z = h$ и $z = H$ соответственно (H — высота атмосферы, которую в данном случае можно отождествлять с высотой тропопаузы).

Первые два слагаемых в квадратных скобках формулы (9.102) определяют интенсивность противоизлучения атмосферы при наличии сплошного облачного покрова на высоте $z = h$, третье слагаемое — интенсивность противоизлучения безоблачной атмо-

сферы. Различие в эффективном излучении в двух рассматриваемых предельных случаях (ясного и полностью облачного неба) определяется, очевидно, разностью величин поглощенного подстилающей поверхностью противоизлучения атмосферы. Именно потому, что речь идет о разности поглощенного противоизлучения, в формуле (9.102) в качестве общего множителя фигурирует коэффициент δ, определяющий поглощательную способность подстилающей поверхности.

Учитывая, что $g_{0,H}=g_{0,h}+g_{h,H}P_J(w_h)$, где $g_{h,H}$ — противоизлучение слоя атмосферы (h, H), расположенного выше облака, можем написать вместо (9.102)

$$f_0 - f_{0,1} = \delta\,[E(T_h) - g_{h,H}]\,P_J(w_h). \qquad (9.103)$$

Заметим, что множитель $E(T_h) - g_{h,H}$ в этой формуле представляет собой интенсивность эффективного излучения верхней поверхности облачного покрова.

Рассмотрим два предельных случая, для которых могут быть получены более простые выражения, чем (9.103).

а) *Высокие облака.* В этом случае $g_{h,H} \ll E(T_h)$ и, следовательно,

$$f_0 - f_{0,1} = \delta E(T_h) P_J(w_h). \qquad (9.104)$$

Физический смысл полученного результата состоит в том, что разность $f_0 - f_{0,1}$ определяется поглощенной подстилающей поверхностью частью излучения облачного покрова $E(T_h)$, дошедшего до подстилающей поверхности.

б) *Низкие облака.* В этом предельном случае, предполагая, что $T_0 \simeq T_h$, будем иметь $g_{h,H} \simeq g_{0,H}$ и, так как $\delta[E(T_h) - g_{0,H}] = f_0$, получим

$$f_0 - f_{0,1} = f_0 P_J(w_h). \qquad (9.105)$$

Легко понять, что наличие в формуле (9.101) величин f_0 и $f_{0,1}$ определяет зависимость эффективного излучения $F_{0,n}$ от стратификации атмосферы, характеризуемой вертикальными распределениями температуры и абсолютной влажности. Функция $n(n_0, \vartheta)$ является характеристикой облачности и отражает в указанной формуле влияние количества и распределения облаков по небосводу на эффективное излучение.

Перейдем теперь к конкретному анализу формулы (9.101) и начнем его с рассмотрения некоторых частных случаев.

Предположим:

1) $n(n_0, \vartheta) = n_0 = n$, т. е. имеет место равномерное распределение облачности по небосводу;

2) $\varphi(\vartheta) = \varphi_1(\vartheta) = 1$, т. е. эффективное излучение изотропно.

В этом случае получим вместо (9.101)

$$F_{0,n} = \pi f_0(1-n) + \pi f_{0,1} n = F_0(1-n) + F_{0,1} n, \qquad (9.106)$$

где $F_0=\pi f_0$; $F_{0,1}=\pi f_{0,1}$ — величины потоков эффективного излучения.

Как видно из формулы (9.106), в случае равномерного распределения облачности по небосводу и изотропности эффективного излучения зависимость эффективного излучения от степени облачности оказывается линейной. В этом случае является законным широко используемое в практике расчетов эффективного излучения соотношение

$$F_{0,n}=F_0(1-cn); \tag{9.107}$$

здесь коэффициент $c=\frac{F_0-F_{0,1}}{F_0}=\frac{f_0-f_{0,1}}{f_0}$. Вспоминая формулы (9.103)—(9.105), получим следующее теоретическое выражение для коэффициента c и его предельных значений для высоких ($c_в$) и низких ($c_н$) облаков:

$$c=\frac{\delta\left[E(T_h)-g_{h,H}\right]P_J(w_h)}{f_0}, \tag{9.108}$$

$$c_в=\frac{\delta E(T_h)P_J(w_h)}{f_0}, \tag{9.109}$$

$$c_н=P_J(w_h). \tag{9.110}$$

Как видно из формулы (9.108), величина коэффициента c зависит не только от высоты облачного покрова (как это предполагается обычно), но и от стратификации атмосферы. При данной стратификации изменение c в зависимости от высоты облачного покрова определяется соотношением между двумя сомножителями: $E(T_h)-g_{h,H}$ и $P_J(w_h)$, из которых второй является убывающей функцией высоты, а изменение первого с высотой зависит от характера вертикального распределения температуры и абсолютной влажности. Расчет показывает, что в случае убывания температуры с высотой противоизлучение $g_{h,H}$ убывает быстрее, чем $E(T_h)$. Поэтому величина $E(T_h)-g_{h,H}$ медленно возрастает с высотой.

Убывание $P_J(w_h)$ происходит, однако, быстрее, чем возрастание $E(T_h)-g_{h,H}$, и поэтому величина коэффициента c уменьшается при увеличении высоты облаков. Уменьшение c становится более быстрым начиная с некоторой высоты, для которой $g_{h,H}\ll E(T_h)$.

В последнем случае становится справедливой формула (9.109), и после этого уже оба сомножителя в числителе выражения, определяющего c, начинают убывать с высотой. Указанный качественный вывод о неравномерности убывания коэффи-

циента c с высотой согласуется с изменением по высоте этого коэффициента, определяемого по формуле $c=\frac{F_0-F_{0,1}}{F_0}$ из наблюдений. Из табл. 151 можно видеть, что коэффициенты c для облачности среднего яруса отличаются значительно меньше от соответствующих коэффициентов для облачности нижнего яруса, чем для верхнего яруса. Впрочем, следует заметить, что коэффициенты c, полученные для облачности верхнего яруса из наблюдений, оказываются меньшими также и потому, что излучение нижней поверхности облачного покрова в этом случае существенно меньше абсолютно черного. Указанные качественные выводы подтверждаются также детальными расчетами влияния стратификации атмосферы на величину коэффициентов, выполненными Т. В. Кирилловой.

Учтем теперь неизотропность эффективного излучения, но будем по-прежнему предполагать, что имеет место равномерное распределение облачности по небосводу. Легко понять, что в этом случае формула (9.107) останется справедливой с той лишь разницей, что эффективное излучение при безоблачном и полностью облачном небе определится следующими формулами:

$$F_0=2\pi f_0\int_0^{\frac{\pi}{2}}\varphi(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\,d\vartheta,\quad F_{0,1}=2\pi f_{0,1}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\varphi_1(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\,d\vartheta.$$

Таким образом, мы видим, что необходимым условием существования линейной зависимости эффективного излучения от степени облачности является наличие равномерного распределения облачности по небосводу.

Известно, однако, что последнее не имеет места в реальных условиях вследствие проективного увеличения степени облачности в направлении горизонта.

Обратимся теперь поэтому к рассмотрению формулы (9.101), записанной в наиболее общем виде с учетом неизотропности эффективного излучения и неравномерности распределения облачности по небосводу. В этом случае

$$F_{0,n}=F_0-\pi f_0\psi_1(n_0)+\pi f_{0,1}\psi_2(n_0), \tag{9.111}$$

где

$$F_0=2\pi f_0\int_0^{\frac{\pi}{2}}\varphi(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\,d\vartheta,$$

$$\psi_1(n_0) = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} n(n_0, \vartheta)\varphi(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\, d\vartheta,$$

$$\psi_2(n_0) = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} n(n_0, \vartheta)\varphi_1(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\, d\vartheta.$$

Принимая во внимание формулу (9.99) для $n(n_0, \vartheta)$, получим вместо (9.111) следующее выражение:

$$F_{0,n} = (1 - n_0)F_0 + n_0 F_{0,1} - \pi f_0 \psi_3(n_0) + \pi f_{0,1}\psi_4(n_0), \quad (9.112)$$

где

$$\psi_3(n_0) = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} n_0^{\cos\vartheta}(1 - n_0)^{\sin\vartheta} \times$$

$$\times \left(1 - \cos^{2x^2}\vartheta\right)\varphi(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\, d\vartheta,$$

$$\psi_4(n_0) = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} n_0^{\cos\vartheta}(1 - n_0)^{\sin\vartheta} \times$$

$$\times \left(1 - \cos^{2x^2}\vartheta\right)\varphi_1(\vartheta)\sin\vartheta\cos\vartheta\, d\vartheta.$$

Формулу (9.112) можно переписать таким образом:

$$F_{0,n} = F_0[1 - cn_0 - \psi(n_0)]. \quad (9.113)$$

Здесь

$$c = \frac{F_0 - F_{0,1}}{F_0};$$

$$\psi(n_0) = \frac{\pi f_0 \psi_3(n_0) - \pi f_{0,1}\psi_4(n_0)}{F_0}.$$

Как видно из формулы (9.113), в общем случае эффективное излучение является нелинейной функцией степени облачности в зените.

Выше уже отмечалось, что зависимость, аналогичная (9.113), была получена М. С. Чумаковой на основании обработки наблюдений над эффективным излучением в Карадаге [см. формулу (9.36)].

Для сопоставления формул (9.113) и (9.36) необходимо

иметь в виду, что общая степень облачности $\bar{n}$ связана со степенью облачности в зените n_0 следующим соотношением:

$$\bar{n} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} n(n_0, \vartheta) \sin\vartheta \, d\vartheta \tag{9.114}$$

или, учитывая (9.99), можем написать

$$\bar{n} = n_0 + \int_0^{\frac{\pi}{2}} n_0^{\cos\vartheta} (1 - n_0)^{\sin\vartheta} \left(1 - \cos^{2\varkappa^2}\vartheta\right) d\vartheta. \tag{9.115}$$

Дополнительный нелинейный член в правой части (9.115) играет роль поправки, характеризующей эффект проективного увеличения степени облачности в направлении горизонта. Обращаясь к формуле (9.113) и учитывая (9.115), видим, что, вообще говоря, эффективное излучение является сложной нелинейной функцией общей степени облачности. Формула (9.36) представляет собой лишь упрощенное эмпирическое приближение этой зависимости. Существенный вывод, вытекающий из рассмотрения (9.113), состоит также в том, что даже для определенного географического пункта эмпирические коэффициенты в формулах, подобных (9.36), нельзя считать постоянными. Помимо высоты (вида) облачности, эти коэффициенты зависят от стратификации атмосферы.

К сожалению, в настоящее время совершенно отсутствуют данные измерений эффективного излучения с одновременными аэрологическими зондированиями и исследованием распределения облачности по небосводу. Это обстоятельство препятствует количественному сопоставлению изложенных выше теоретических соображений с наблюдениями.

Некоторые численные расчеты зависимости потока эффективного излучения и противоизлучения от степени облачности с учетом распределения облачности по небесному своду подтверждают, что эта зависимость должна быть нелинейной.

Влияние туманов и дымов. Разработке теории влияния туманов и дымов на эффективное излучение посвящено значительное количество работ советских исследователей (М. Е. Берлянда, П. Н. Красикова, К. С. Шифрина, М. С. Малкевича). Теория рассматриваемого вопроса сводится к исследованию решения уравнений переноса лучистой энергии в среде, содержащей взвешенные частички дыма или капли воды. Поскольку в данном случае размеры частиц сравнимы с длинами волн теплового излучения, то оказывается необходимым учет процессов поглощения, рассеяния и излучения радиации. Это обстоятельство делает крайне сложным общее решение задачи.

Практически во всех упомянутых выше исследованиях использовались различные приближенные методы.

Значительных упрощений можно достичь, если вместо точных интегро-дифференциальных уравнений переноса воспользоваться соответствующими приближенными уравнениями. Если, например, не учитывать рассеяние и не принимать во внимание диффузность теплового излучения, то, как показал М. Е. Берлянд, можно получить следующую формулу для снижения эффективного излучения при наличии дымовой завесы:

$$\Delta F_0 = F_0\left(1 - e^{-k\frac{M}{v}}\right). \tag{9.116}$$

Здесь F_0 — эффективное излучение на незадымленном участке; k — коэффициент поглощения дыма; v — скорость ветра; M — расход дымового вещества в единицу времени на единицу длины фронта дымления (предполагается наличие линейного источника дыма).

Расчеты снижения эффективного излучения по этой формуле дают величины, близкие к наблюдаемым значениям ΔF, которые были приведены в § 5.

Аналогичного вида формула справедлива и в случае тумана. Согласно К. С. Шифрину, в этом случае можно написать

$$\Delta F = F_0\left[1 - e^{-(\alpha+R)}\right], \tag{9.117}$$

где α и R — коэффициенты поглощения и отражения, рассчитанные для всей толщи тумана.

При малой оптической массе (малом $\alpha+R$) вместо (9.117) получим

$$\frac{\Delta F}{F_0} = -(\alpha + R). \tag{9.118}$$

Расчеты коэффициентов α и R, выполненные Шифриным, показали, что для всех туманов, у которых радиус частиц $a<$ <14 μ, коэффициенты поглощения и отражения не зависят от размера капель, причем R примерно в 10 раз меньше α. Это означает, что радиационный эффект туманов практически не зависит от их структуры и определяется в основном поглощением и излучением радиации каплями.

Если ввести массовые коэффициенты поглощения $\alpha_0 = \frac{\alpha}{M}$ и отражения $R_0 = \frac{R}{M}$ (M — масса капель в столбе тумана единичного сечения), то в результате расчетов получим следующие численные значения этих величин: $\alpha_0 = 550$ *см²/г*, $R_0 = 55$ *см²/г*, $\alpha_0 + R_0 = 605$ *см²/г*.

Обозначая через l толщину тумана, а через q — водность

тумана и выражая первую величину в метрах, а вторую в $г/м^3$, получим теперь вместо (9.118) такое приближенное соотношение:

$$\frac{\Delta F}{F_0} = -6ql = -6w, \tag{9.119}$$

где w — количество осажденной воды в тумане, выраженное в $г/м^2$.

Формула (9.119) справедлива только для случая монодисперсного тумана и малой (меньше единицы) оптической массы. Выполненный К. С. Шифриным и Н. П. Есаковой учет влияния полидисперсности тумана показал, что в этом случае численный множитель в формуле (9.119) оказывается равным 6,4. Отсюда видно, как это уже отмечалось выше, что влияние полидисперсности малосущественно. В случае большой (больше единицы) оптической массы тумана, когда существенное значение имеет учет многократного рассеяния, формула для снижения эффективного излучения имеет вид

$$\frac{\Delta F}{F_0} = \frac{\varepsilon(1-\eta_1) - \mu(1-\eta_2)}{\varepsilon\eta_1 - \mu\eta_2}, \tag{9.120}$$

где

$$\mu = \frac{1}{\nu}\left(1+\nu-\sqrt{1+2\nu}\right); \quad \varepsilon = \frac{1}{\nu}\left(1+\nu+\sqrt{1+2\nu}\right);$$

$$\nu = \frac{\alpha'}{\alpha_п}; \quad \eta_1 = e^{\varkappa H}; \quad \eta_2 = e^{-\varkappa H}; \quad \varkappa = \sqrt{\alpha\alpha_1};$$

$$\alpha_1 = \alpha^* - \alpha'; \quad \alpha = \alpha^* + \alpha';$$

α^*, α' и $\alpha_п$ — объемные коэффициенты ослабления, рассеяния назад (отражения) и поглощения соответственно; H — толщина тумана.

Наблюдения, выполненные Есаковой, полностью подтвердили справедливость формул (9.119) (с поправкой на полидисперсность) и (9.120).

2. Изменение эффективного излучения с высотой под пологом леса. Естественно, что рассмотренные выше методы расчета эффективного излучения и противоизлучения неприменимы в том случае, когда необходимо определить эффективное излучение или противоизлучение под пологом леса. Между тем решение такой задачи представляет значительный практический интерес. Важно при этом также изучить закономерности изменения эффективного излучения под пологом леса. Рассмотрим этот вопрос, используя результаты автора.

Для того чтобы подойти к теоретическому решению вопроса об изменении эффективного излучения с высотой под пологом леса, необходимо прежде всего определенным образом схематизировать рассматриваемое явление.

Предположим, что изменение эффективного излучения с высотой под пологом леса можно схематизировать следующим образом. Введем понятие об «эффективном» телесном угле открытия неба для излучающей поверхности, находящейся на уровне земли, и представим этот телесный угол в виде конуса с углом раствора 2θ. Таким образом, мы считаем, что в точке наблюдения пространство, свободное от леса, можно представить как цилиндр радиусом R и высотой H (рис. 155). Здесь H — средняя высота деревьев, а R — некоторый «эффективный» радиус цилиндра. Найдем теперь из элементарных геометрических соображений соотношение между углами раствора конуса телесного угла открытия неба на высоте z и на уровне земной поверхности. Имеем

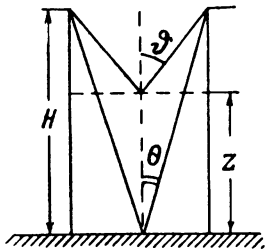


Рис. 155. К выводу формулы для изменения эффективного излучения с высотой под пологом леса.

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{R}{H}, \quad \operatorname{tg}\vartheta = \frac{R}{H-z},$$

$$\text{т. е.} \quad \operatorname{tg}\vartheta = \frac{H}{H-z}\operatorname{tg}\theta.$$

Таким образом,

$$\sec\vartheta = \sqrt{1 + \frac{H^2}{(H-z)^2}\operatorname{tg}^2\theta}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (9.81), получим связь между эффективным излучением на высоте z под пологом леса F_z и эффективным излучением при отсутствии леса (или над пологом леса) F_0

$$F_z = F_0\left[1 - \frac{1}{1 + \frac{H^2}{(H-z)^2}\operatorname{tg}^2\theta} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{P_F\left(w_\infty \sqrt{\frac{H^2}{(H-z)^2}\operatorname{tg}^2\theta}\right)}{P_F(w_\infty)}\right]. \qquad (9.121)$$

Заметим, что при решении рассматриваемой задачи не учитываются различия в температурах излучающей черной поверхности прибора и окружающих прибор стволов и крон деревьев, а также различие в температурах на уровне земной поверхности и на уровне полога леса. Такие допущения являются в данном случае вполне обоснованными, так как доминирующее влияние на изменение эффективного излучения под пологом леса с высотой оказывает изменение телесного угла неба на различных высотах.

Совершенно ясно, что в рассматриваемой задаче функцию поглощения достаточно представить даже грубо приближенным

образом. Положим поэтому $P_F(w_\infty) = 0{,}25e^{-k_1 w_\infty}$. В этом случае получим

$$\frac{F_z}{F_0} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{H^2}{(H-z)^2}\operatorname{tg}^2\theta} \times$$

$$\times e^{-k_1 w_\infty \left(\sqrt{1 + \frac{H^2}{(H-z)^2}\operatorname{tg}^2\theta} - 1\right)}. \qquad (9.122)$$

Для вычисления отношения $\frac{F_z}{F_0}$ по этой формуле необходимо знать величину θ. Если задаться целью решить рассматриваемую задачу чисто теоретическим путем, то значение θ следует определить из таксационных характеристик леса (высоты, полноты и сомкнутости крон, полноты леса и др.). Мы начнем, однако, с полуэмпирического подхода к решению нашей задачи. Будем считать заданным соотношение между эффективным излучением на уровне земной поверхности вне леса и в лесу. Зная такое соотношение, определим величину θ по формуле (9.122).

Сопоставим теперь рассчитанные таким образом изменения с высотой отношения $\frac{F_z}{F_0}$ с экспериментально наблюденным.

Воспользуемся для такого сопоставления результатами выполненного П. П. Кузьминым экспериментального исследования изменения эффективного излучения с высотой под пологом леса в условиях безоблачного неба.

П. П. Кузьмин произвел две серии измерений отношения $\frac{F_z}{F_0}$ на двух различных участках леса. В одном случае измерения производились в спелом лесу без подроста и подлеска, причем средняя высота леса составляла 20 *м*, а общая полнота была равна 0,5 (напомним, что под полнотой леса понимается отношение суммы поперечных сечений деревьев на данном участке к сумме поперечных сечений нормально полного леса на том же участке). Второй участок характеризовался наличием подроста и подлеска, причем средняя высота спелого леса также составляла около 20 *м*, а общая полнота лесонасаждений была равна 0,79. Среднюю высоту подлеска и подроста Кузьмин не оценивает. Из этой общей характеристики лесонасаждений на обоих участках следует, что в первом случае можно, определив указанным выше образом величину θ, непосредственно применять формулу (9.122) при значении $H = 20$ *м*. Во втором же случае необходимо, очевидно, учесть влияние подроста и подлеска, так как лесонасаждения являются двухъярусными. В наших расчетах было предположено, что средняя высота лесонасаждений первого яруса составляет 10 *м*, причем «влияющая» высота

этих насаждений была принята равной 5 *м*. Совершенно ясно, что влияние подроста и подлеска не распространяется до самой верхней его части, что убедительно следует из приводимого далее рис. 156. Поэтому расчеты величины $\frac{F_z}{F_0}$ были выполнены во втором случае следующим образом. До высоты $z=5$ *м* эта величина рассчитывалась при значении $H=10$ *м*. На высотах $z>5$ *м* влияние насаждения первого яруса считалось несущественным, и для этих высот $\frac{F_z}{F_0}$ рассчитывалось при $H=15$ *м* (так как начало отсчета во втором ярусе соответствует $z=5$ *м*). В обоих рассматриваемых примерах масса водяного пара в атмосфере была принята равной $w_\infty = 1{,}5$ *г/см*^{2}, что соответствует средним условиям умеренных широт (расчет показывает, что точное знание величины w_∞ не является в данном случае существенным).

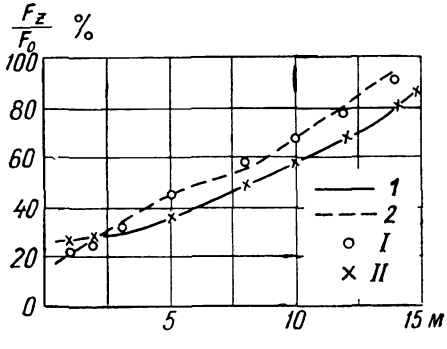


Рис. 156. Изменение эффективного излучения с высотой под пологом леса.

В результате расчетов в первом и во втором случаях соответственно получены следующие значения: $\theta=27°30'$ и $\theta=23°$. На рис. 156 нанесены полученные Кузьминым кривые изменения отношения $\frac{F_z}{F_0}$ с высотой в обоих рассматриваемых случаях: спелый лес без подроста (кривая *1*), спелый лес с подростом и подлеском (кривая *2*). На график нанесены также соответствующие величины, рассчитанные теоретически, для первого (*I*) и второго (*II*) случаев.

Как видно из рисунка, совпадение рассчитанных и измеренных величин оказывается вполне удовлетворительным. Даже в случае двухъярусного леса отклонение рассчитанных величин от измеренных весьма мало. Таким образом, можно сделать вывод, что предложенная полуэмпирическая схема изменения эффективного излучения с высотой под пологом леса достаточно близко отвечает действительности.

Остановимся теперь кратко на вопросе об определении величины θ — угла раствора конуса эффективного телесного угла открытия неба на уровне земной поверхности. Автор предпринял попытку найти величину θ для случая спелого леса без подроста из таксационных характеристик леса (полноты, числа деревьев на единице площади, среднего поперечного сечения и средней высоты деревьев). При этом весьма простым путем удалось по-

лучить значение θ с точностью до нескольких градусов, т. е. с точностью до 15—20%. Такая точность не является, однако, в данном случае удовлетворительной.

С другой стороны, едва ли можно претендовать в такого рода расчетах, если даже значительно усложнить их, на бóльшую точность. Об этом свидетельствует как весьма приближенный характер обычных таксационных характеристик леса, так и трудность «геометризации» реального леса. Отсюда можно, по-видимому, сделать вывод, что путь полного теоретического решения рассматриваемой задачи не является плодотворным. Выше был предложен полуэмпирический вариант решения этой задачи, предполагающий наличие заданного соотношения между эффективным излучением на уровне земной поверхности вне леса и в лесу. Такой путь эмпирического определения величины θ по данным пиргеометрических измерений у земной поверхности не является, однако, единственно возможным. Вполне вероятно, что весьма целесообразным может оказаться путь отыскания эмпирических зависимостей от таксационных характеристик лесонасаждений. Сопоставление полученных значений θ показывает, например, что с большой степенью точности в рассмотренных примерах $\operatorname{tg}^2\theta \sim \frac{1}{p}$, где p — полнота леса. Коэффициент пропорциональности, определенный из этих двух примеров, оказался равным 0,14, т. е. $\operatorname{tg}^2\theta = \frac{0{,}14}{p}$. Отсутствие сколько-нибудь достаточных экспериментальных данных не позволяет уточнить эту зависимость или попытаться получить какую-либо иную эмпирическую зависимость. Однако самый путь поисков эмпирических соотношений может оказаться плодотворным. Достигнув удачи на этом пути, можно получить более отчетливое представление и о возможности более широких теоретических обобщений.

Рассмотренные выше результаты относятся к вопросу об изменении эффективного излучения под пологом леса. Однако можно думать, что аналогичные закономерности должны иметь место и в случае других растительных покровов.

3. Эффективное излучение склонов. Задача определения эффективного излучения негоризонтальных поверхностей представляет большой практический интерес, особенно в связи с агротехническими приложениями. Лишь сравнительно недавно эта задача была удовлетворительно решена автором и Э. Л. Подольской.

Обратимся сначала к выводу теоретических формул, определяющих эффективное излучение склонов. Сделаем следующие предположения (от которых в дальнейшем избавимся):

1) поверхность склона и горизонтальная поверхность перед склоном абсолютно черные;

2) температуры поверхности склона и горизонтальной поверхности перед склоном одинаковы.

Первое из указанных предположений позволяет не принимать во внимание эффект многократных отражений длинноволновой радиации между поверхностью склона и горизонтальной поверхностью перед склоном; второе означает возможность пренебрегать лучистым теплообменом между этими двумя поверхностями. В дальнейшем оба эти предположения будут подробно обсуждены.

Введем следующие обозначения (рис. 157): $f_{h,\psi}$ — интенсивность эффективного излучения в направлении, определяемом

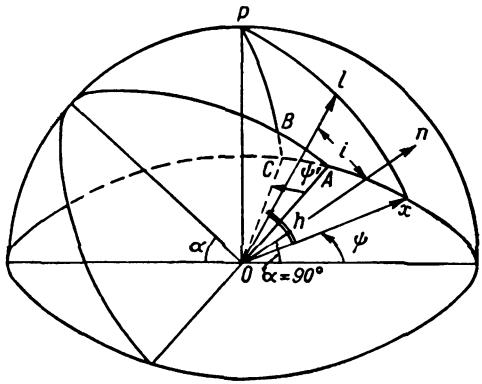


Рис. 157. К выводу формулы для эффективного излучения склона.

сферическими координатами: h (угловая высота по отношению к плоскости горизонта) и ψ (азимут); α (угол наклона поверхности склона относительно горизонта).

Согласно общему соотношению, связывающему поток и интенсивность излучения, получим для потока эффективного излучения склона

$$F_c = \int_0^{2\pi} d\psi \int_{h(\psi)}^{\frac{\pi}{2}} f_{h,\psi} \cos i \cos h \, dh, \qquad (9.123)$$

где i — угол между нормалью к склону $\vec{n}$ и некоторым произвольным направлением $\vec{l}$. Если учесть наличие симметрии по отношению к плоскости, нормальной к склону (интенсивность эффективного излучения ясного, а также пасмурного неба не зависит от азимута), можно написать вместо (9.123)

$$F_c = 2\int_0^{\pi} d\psi \int_{h(\psi)}^{\frac{\pi}{2}} f_{h,\psi} \cos i \cos h \, dh. \qquad (9.124)$$

Имеем следующее отношение для $\cos i$:

$$\cos i = \cos(\vec{n}, \vec{l}) = \cos(n, \widehat{x})\cos(l, \widehat{x}) +$$

$$+ \cos(n, \widehat{y})\cos(l, \widehat{y}) + \cos(n, \widehat{z})\cos(l, \widehat{z}).$$

Если ось OX выбрана согласно рис. 157, то

$$\cos(n, \widehat{x}) = \sin\alpha\cos\psi, \quad \cos(l, \widehat{x}) = \cos h,$$

$$\cos(l, \widehat{y}) = 0, \quad \cos(n, \widehat{z}) = \cos\alpha,$$

$$\cos(l, \widehat{z}) = \sin h.$$

Принимая это во внимание, получим

$$\cos i = \sin\alpha\cos\psi\cos h + \cos\alpha\sin h. \tag{9.125}$$

Определим далее функцию $h(\psi)$. Очевидно, что $h(\psi) = 0$ при $0 \leqslant \psi \leqslant \frac{\pi}{2}$. В промежутке $\frac{\pi}{2} \leqslant \psi \leqslant \pi$ функция $h(\psi)$ может быть найдена на основе следующих соотношений, вытекающих из рассмотрения прямоугольного сферического треугольника ABC (рис. 157):

$$\cos B = \sin A\cos b = \sin\alpha\cos\psi',$$

$$\cos A = \cos a\sin B,$$

т. е. $\cos\alpha = \cos h\sin B$. Из этих двух соотношений получаем

$$\cos h = \frac{\cos\alpha}{\sin B} = \frac{\cos\alpha}{\sqrt{1 - \sin^2\alpha\cos^2\psi'}}.$$

Таким образом,

$$h(\psi') = \arccos\frac{\cos\alpha}{\sqrt{1 - \sin^2\alpha\cos^2\psi'}}$$

или, так как $\psi = \frac{\pi}{2} + \psi'$, то окончательно

$$h(\psi) = \arccos\frac{\cos\alpha}{\sqrt{1 - \sin^2\alpha\sin^2\psi}}. \tag{9.126}$$

Принимая во внимание формулы (9.125) и (9.126), напишем вместо (9.124)

$$F_c = 2\int_0^{\pi} d\psi \int_{h(\psi)}^{\frac{\pi}{2}} f_{h,\,\psi}\,[\sin\alpha\cos\psi\cos h + \cos\alpha\sin h]\cos h\,dh, \tag{9.127}$$

где

$$h(\psi) = \begin{cases} 0 \quad \text{при} \quad 0 \leqslant \psi \leqslant \frac{\pi}{2} \\ \arccos\dfrac{\cos\alpha}{\sqrt{1 - \sin^2\alpha\sin^2\psi}} \quad \text{при} \quad \dfrac{\pi}{2} \leqslant \psi \leqslant \pi \end{cases}$$

На основании формулы (9.127) могут быть получены известные предельные соотношения для эффективного излучения горизонтальной и вертикальной поверхностей.

а) Горизонтальная плоскость [$\alpha=0$, $h(\psi)=0$ при $0\leqslant\psi\leqslant\pi$]

$$F_{\text{г}}=2\int_0^{\pi}d\psi\int_0^{\frac{\pi}{2}}f_{h,\psi}\sin h\cos h\,dh. \tag{9.128}$$

В случае изотропного характера интенсивности эффективного излучения ($f_{h,\psi}=f=\text{const}$) находим отсюда $F_{\text{г}}=\pi f$.

б) Вертикальная плоскость $\left[\alpha=\frac{\pi}{2}, h(\psi)=0 \text{ при } 0\leqslant\psi\leqslant\frac{\pi}{2}\right.$ и $\left.h(\psi)=\frac{\pi}{2} \text{ при } \frac{\pi}{2}\leqslant\psi\leqslant\pi\right]$

$$F_{\text{в}}=2\int_0^{\frac{\pi}{2}}\cos\psi\,d\psi\int_0^{\frac{\pi}{2}}f_{h,\psi}\cos^2 h\,dh. \tag{9.129}$$

В случае изотропной интенсивности эффективного излучения ($f_{h,\psi}=f=\text{const}$) получаем $F_{\text{в}}=\frac{1}{2}\pi f$. Как видно из (9.127), в общем виде формула для расчета эффективного излучения склона оказывается сложной. Попытаемся поэтому получить некоторые приближенные упрощенные соотношения, вытекающие из (9.127).

Как было показано в § 6, в условиях ясного и полностью облачного неба интенсивность эффективного излучения $f_{h,\psi}$ как функция направления зависит только от угловой высоты h данного участка неба по отношению к плоскости горизонта. При этом интенсивность эффективного излучения в направлениях к участкам неба, близким к горизонту, ничтожна. Поэтому, если угол наклона склона α не слишком велик (не превышает 25—30°), можно приближенно положить $h(\psi)=\alpha$ при $\frac{\pi}{2}\leqslant\psi\leqslant\pi$.

Учитывая сделанные замечания, получим вместо (9.127)

$$F_{\text{с}}=2\int_0^{\pi}d\psi\int_{\alpha}^{\frac{\pi}{2}}f_h(\sin\alpha\cos\psi\cos h+\cos\alpha\sin h)\cos h\,dh, \tag{9.130}$$

где

$$h(\psi)=\begin{cases}0 & \text{при } 0\leqslant\psi\leqslant\frac{\pi}{2}\\ \alpha & \text{при } \frac{\pi}{2}\leqslant\psi\leqslant\pi\end{cases}$$

Принимая во внимание (9.128), последнюю формулу можно преобразовать так:

$$F_c = F_r \cos\alpha - 2\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} d\psi \int_0^{\alpha} f_h(\sin\alpha\cos\psi\cos h + \\ + \cos\alpha\sin h)\cos h\, dh. \qquad (9.131)$$

При малых α второе слагаемое в этой формуле должно быть значительно меньше первого, поэтому для склонов малой крутизны получаем приближенно

$$F_c \simeq F_r \cos\alpha. \qquad (9.132)$$

Это соотношение показывает, что для пологих склонов несущественно учитывать эффект диффузности радиации. Связь между потоками радиации на горизонтальную и наклонную поверхности определяется в этом случае таким же соотношением, как и для параллельного пучка лучей (имеет место закон косинусов).

Сравним результаты расчетов по найденным выше теоретическим формулам с наблюдениями.

Наблюдения над эффективным излучением наклонных поверхностей были выполнены в ясные ночи в июне—июле 1952 г. на Карадагской актинометрической обсерватории (Крым). Измерялось эффективное излучение зачерненной приемной поверхности пиргеометра (эффективного пиранометра) Янишевского. Пиргеометр был установлен на теодолитной установке, посредством которой приемная поверхность пиргеометра могла быть любым образом ориентирована относительно плоскости горизонта. Каждая серия измерений состояла из отсчетов показаний пиргеометра, угол наклона приемной поверхности которого изменялся через каждые 15° — от 0 до 90° и обратно. Известно, что показания пиргеометра в значительной мере подвержены влиянию ветра. При наклонном положении прибора и сильном ветре это влияние могло стать трудно контролируемым. Поэтому все измерения производились при слабом ветре, не превышавшем 2—3 *м/сек*. В таких условиях влияние ветра на показания пиргеометра было сравнительно малым. Все же среднюю относительную ошибку отдельных измерений следует оценить величиной порядка 10—12%. Так как случайные ошибки отдельных измерений были довольно значительными, то для сравнения с результатами теоретических расчетов были использованы лишь осредненные результаты всех измерений в безоблачные ночи.

На рис. 158 изображена кривая *1*, представляющая отношение F_c/F_r в зависимости от угла α, вычисленное по формуле (9.127). (Кривая *2* представляет кривую $\cos\alpha$.) Вычисления

были произведены путем графического интегрирования. При вычислении $F_c/F_г$ по формуле (9.127) для расчета интенсивности эффективного излучения использовалась формула (9.82). Общее содержание водяного пара в атмосфере определялось по эмпирической формуле, полученной С. И. Сивковым для Карадага

$$w_\infty = 0{,}38\sqrt[3]{e^2}. \qquad (9.133)$$

Здесь e — упругость водяного пара у земной поверхности, выраженная в *мм* рт. ст. Так как в рассматриваемом случае

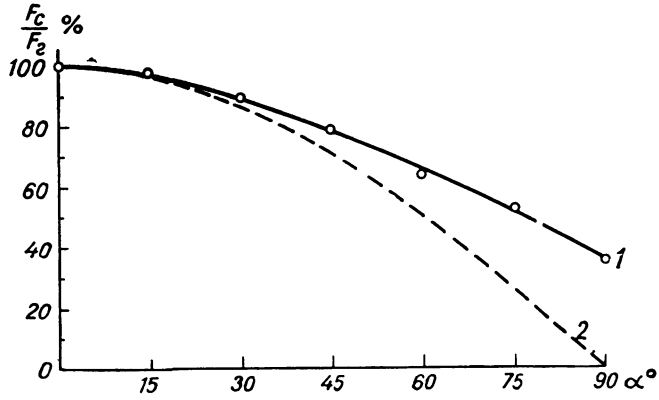


Рис. 158. Эффективное излучение склона.

средняя упругость водяного пара составляла 10,7 *мм*, то $w_\infty = 1{,}8$ *г/см*^{2}.

На рис. 158 показаны также результаты наблюдений (кружками), осредненные по 28 отдельным сериям. Как показывает рисунок, совпадение значений отношения $F_c/F_г$, вычисленного по формуле (9.127) и наблюденного, оказывается вполне удовлетворительным.

Согласно рис. 158, приближенная формула (9.132) позволяет с достаточной степенью точности рассчитывать эффективное излучение склонов по данным измерений эффективного излучения горизонтальной поверхности при углах наклона α, не превышающих 30°. Впрочем, и при несколько бóльших углах наклона получаются не слишком значительные ошибки. Следует думать, что при наличии сплошной облачности, когда интенсивность эффективного излучения значительно более изотропна, чем в случаях ясного неба, формула (9.132) должна быть справедливой при еще больших значениях α.

Полученные выше формулы относятся к тому случаю, когда поверхность склона и горизонтальная поверхность перед скло-

ном имеют одинаковую температуру и являются абсолютно черными. Рассмотрим теперь, как можно освободиться от этих предположений.

Известно, что альбедо естественных подстилающих поверхностей для длинноволновой радиации весьма мало и составляет в среднем около 0,05—0,10. Ясно поэтому, что влиянием многократных отражений длинноволновой радиации между поверхностью склона и горизонтальной поверхностью перед склоном можно пренебречь. Благодаря тому что поглощательная способность естественных подстилающих поверхностей меньше единицы, вид полученных выше формул не изменится. Действительно, в формуле (9.132), например, величины $F_с$ и $F_г$ прямо пропорциональны δ. Поэтому указанная формула справедлива не только для $\delta=1$, но и для любых других значений δ. То же самое относится и к остальным вышеприведенным формулам.

Влияние лучистого теплообмена между поверхностью склона и горизонтальной поверхностью перед склоном может быть без труда учтено. Если температуры поверхности склона и горизонтальной поверхности равны соответственно $T_с$ и $T_г$, то интенсивности изотропного теплового излучения этих поверхностей составляют $\delta\frac{\sigma}{\pi}T_с^4$ и $\delta\frac{\sigma}{\pi}T_г^4$.

Здесь δ — относительная излучательная (поглощательная) способность склона и горизонтальной поверхности, принимаемая в обоих случаях одинаковой; σ — постоянная излучения.

Пренебрежем сравнительно небольшим поглощением длинноволновой радиации на пути между склоном и горизонтальной поверхностью, а также излучением промежуточного слоя воздуха (существенно отметить при этом, что поглощенная радиация в значительной мере компенсируется излучением промежуточного слоя воздуха). Тогда величина лучистого теплообмена между склоном и горизонтальной поверхностью $F_л$ будет определяться следующим соотношением:

$$F_л = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\psi' \int_0^{h(\psi')} \frac{\delta\sigma}{\pi}\left(T_с^4 - T_г^4\right)\sin h\cos h\,dh =$$

$$= \frac{2\delta\sigma}{\pi}\left(T_с^4 - T_г^4\right)\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\psi' \int_0^{h(\psi')} \sin h\cos h\,dh, \qquad (9.134)$$

где

$$h(\psi') = \arccos\frac{\cos\alpha}{\sqrt{1-\sin^2\alpha\cos^2\psi'}} \quad \text{при} \quad 0\leqslant\psi\leqslant\frac{\pi}{2}.$$

Выполняя в последней формуле интегрирование, найдем

$$F_{\text{л}} = \delta\sigma \left(T_{\text{с}}^4 - T_{\text{г}}^4\right) \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \tag{9.135}$$

Аналогичная формула была получена Б. А. Айзенштатом.

Для случая вертикального склона $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$ получаем отсюда

$$F_{\text{л}} = \frac{1}{2} \delta\sigma \left(T_{\text{с}}^4 - T_{\text{г}}^4\right). \tag{9.136}$$

С учетом (9.127) и (9.135) общая формула для эффективного излучения склона приобретает вид

$$F_{\text{с}} = 2 \int_0^{\pi} d\psi \int_{h(\psi)}^{\frac{\pi}{2}} f_{h,\psi} (\sin\alpha \cos\psi \cos h + \cos\alpha \sin h) \cos h \, dh + \\ + \delta\sigma \left(T_{\text{с}}^4 - T_{\text{г}}^4\right) \sin^2 \frac{\alpha}{2} \tag{9.137}$$

или в случае склонов малой крутизны

$$F_{\text{с}} = F_{\text{г}} \cos\alpha + \delta\sigma \left(T_{\text{с}}^4 - T_{\text{г}}^4\right) \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \tag{9.138}$$

Поправочный член в последних двух формулах должен оказаться существенным главным образом в дневное время, когда имеют место значительные разности между температурами склона и горизонтальной поверхности.

§ 8. Распределение энергии в спектре эффективного излучения и противоизлучения

В начале настоящей главы были изложены методы расчета интегральных потоков эффективного излучения и противоизлучения. Рассмотрим теперь результаты некоторых расчетов спектрального распределения эффективного излучения и противоизлучения, методика которых аналогична рассмотренной выше.

На рис. 159 и 160 приведены результаты выполненных Х. Больцем расчетов спектрального распределения эффективного излучения и противоизлучения для случая ясного неба. Заштрихованная часть площади на этих рисунках характеризует влияние теплового излучения атмосферного озона на величины эффективного излучения и противоизлучения. Из рис. 159 наглядно вытекает уже приводившийся выше вывод о том, что перенос теплового излучения в атмосфере осуществляется в области максимальной прозрачности атмосферы. Рисунок 160 показывает, что лишь в участках спектра, примыкающих к области прозрачности, противоизлучение существенно отличается от излучения абсолютно черного тела при температуре воздуха, находящегося вблизи от подстилающей поверхности (кривая *2*).

За пределами же области спектра 7—14 μ спектральные распределения противоизлучения практически совпадают с распределением по спектру излучения абсолютно черного тела (кривая *1*).

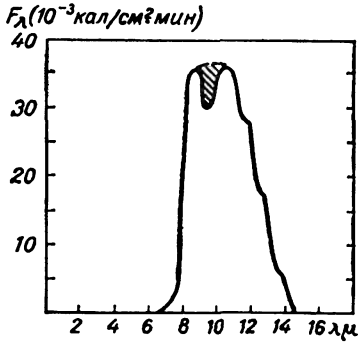


Рис. 159. Спектральное распределение эффективного излучения при безоблачном небе.

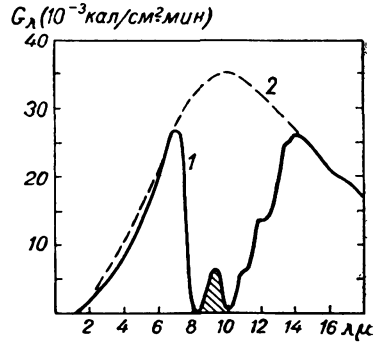


Рис. 160. Спектральное распределение противоизлучения при безоблачном небе.

Рисунки 159 и 160 наглядно иллюстрируют тот факт, что тепловое излучение атмосферного озона не оказывает существенного влияния на величины противоизлучения и эффективного излучения.

Ф. Мёллер рассчитал толщины тех слоев атмосферы, которые посылают в различных участках спектра 90% противоизлучения. Результаты этих расчетов изображены на рис. 161. По оси абсцисс этого рисунка отложена длина волн в микронах, причем масштаб выбран таким образом, что ширина единичных спектральных интервалов пропорциональна соответствующей этим интервалам интенсивности излучения абсолютно черного тела при $T=273°$ К. По оси ординат отложены толщины слоев в метрах. Вторая сверху горизонтальная прямая, изображенная на рисунке, определяет толщину слоя атмосферы, обусловливающего 90% полного потока противоизлучения.

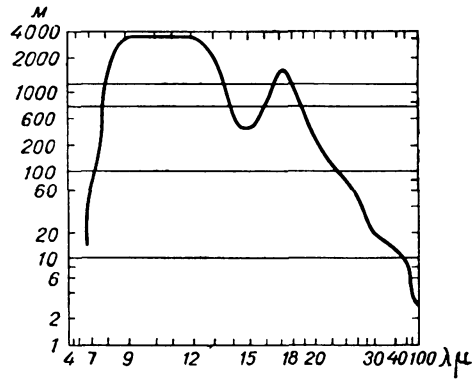


Рис. 161. Толщина слоя атмосферы, обусловливающего 90% противоизлучения, в различных участках спектра.

Ход кривой распределения на рис. 161 должен быть, оче-

видно, обратным ходу кривой, представленной на рис. 160. Полное соответствие между этими кривыми не может, однако, иметь место, так как рис. 160 и 161 построены при использовании нескольких различных характеристик поглощения теплового излучения в атмосфере.

Как показывает рис. 161, 90% полного потока противоизлучения приходится на слой атмосферы толщиной около 600 *м*. Отсюда следует, что при расчете противоизлучения в случае ясного неба практически несущественно, каково распределение температуры и влажности в слоях атмосферы выше 600 *м*. Как уже отмечалось, это обстоятельство является одной из причин того, что эмпирические формулы, содержащие в качестве параметров лишь температуру и абсолютную влажность воздуха вблизи от подстилающей поверхности, могут давать удовлетворительные результаты при расчете осредненных величин противоизлучения атмосферы.

Необходимо подчеркнуть, что эти выводы оказываются совершенно несостоятельными, если речь идет о расчете эффективного излучения. Поскольку эффективное излучение представляет собой малую разность двух больших величин: U_0 и G_0, то ясно, что даже небольшая относительная погрешность в определении величины G_0 может повлечь за собой значительную ошибку в определении эффективного излучения. Физически же дело заключается в том, что поскольку подавляющая часть эффективного излучения приходится на область максимальной прозрачности атмосферы, то при расчете его существенно учитывать характер распределения температуры и влажности с высотой в таких слоях атмосферы, толщина которых определяется ординатами кривой на рис. 161, приходящимися на область прозрачности. Таким образом, при расчете эффективного излучения существенно учитывать характер стратификации атмосферы до больших высот.

Г. Филиппс исследовал спектральное распределение противоизлучения атмосферы с учетом наличия сплошного облачного покрова. Результаты его расчетов изображены на рис. 162. Расчеты были выполнены для случая нормальной атмосферы при следующих значениях температуры и абсолютной влажности на уровне подстилающей поверхности: $T=294°$ К, $e=8{,}4$ *мм* (рис. 162 *а*), $T=294°$ К, $e=13{,}8$ *мм* (рис. 162 *б*). В основу расчета был положен спектр поглощения водяного пара по Ф. Фоулю. Верхние кривые B_λ характеризуют спектральное распределение излучения абсолютно черного тела при $T=294°$ К. Остальные кривые определяют распределение по спектру противоизлучения при сплошном облачном покрове, расположенном на различных высотах над земной поверхностью (z равно 2, 5 и 8 *км*), и при безоблачном небе.

Рассмотрение рис. 162 позволяет наглядно проанализировать

влияние сплошной облачности различных ярусов на спектральное распределение и величину потока противоизлучения. Как видно, влияние облачности определяется в основном появлением дополнительного потока противоизлучения в области прозрач-

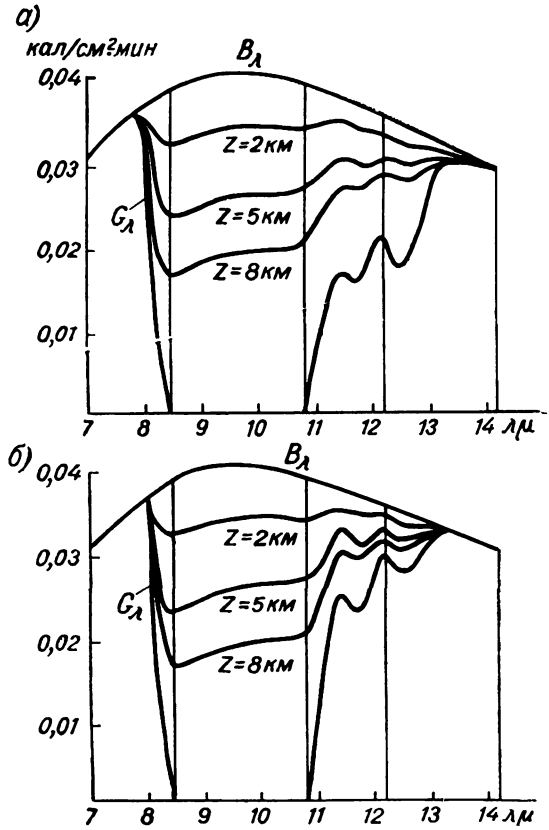


Рис. 162. Спектральное распределение противоизлучения при наличии сплошного облачного покрова.

ности атмосферы. Таким образом, здесь еще раз обнаруживается то огромное значение, которое имеет область прозрачности для переноса теплового излучения в атмосфере.

Рассмотрев результаты теоретических расчетов спектрального распределения эффективного излучения и противоизлучения, перейдем теперь к анализу некоторых экспериментальных данных.

На рис. 163 и 164 изображены результаты измерений распределения энергии в спектре противоизлучения атмосферы из

зенита, осуществленных группой сотрудников ЛГУ с помощью спектральной аппаратуры, которая была описана в главе II. Здесь приведены для сравнения также данные теоретических расчетов и кривые распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при температуре воздуха вблизи от

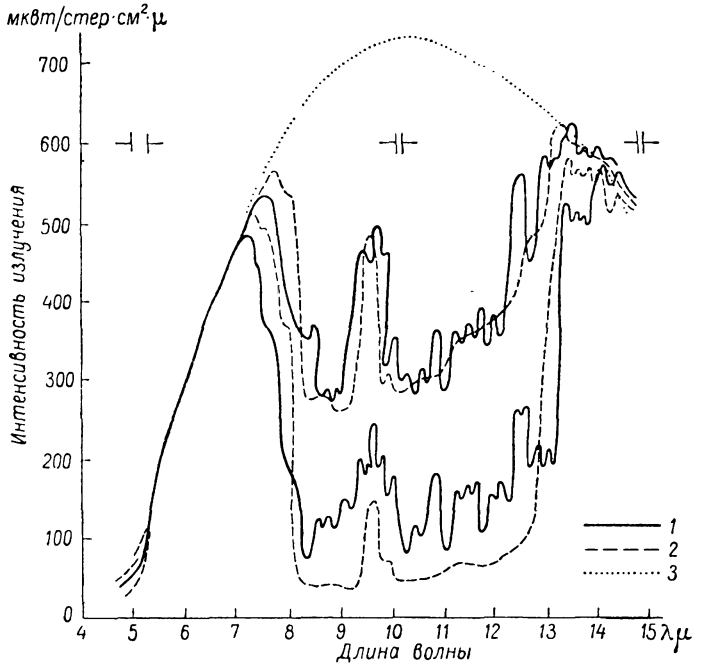


Рис. 163. Распределение энергии в спектре противоизлучения атмосферы из зенита и для угловой высоты над горизонтом, равной 8°. Ростов-на-Дону, 16 октября 1963 г.

1 — результаты измерений, *2* — результаты расчетов, *3* — распределение энергии в спектре абсолютно черного тела.

земной поверхности (отметки в верхней части рис. 163 характеризуют ширину щели спектрофотометра).

Нетрудно видеть, что наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических данных. В участке спектра 4,6—8,1 μ, как известно, имеется полоса излучения водяного пара, вызванная колебательными переходами, с центром у 6,3 μ. Перемещение максимума излучения от 6,3 к 7,5 μ объясняется тем, что на контур полосы излучения с центром у 6,3 μ накладывается кривая распределения энергии излучения абсолютно черного тела, которая в участке спектра 4,6—8,1 μ резко возрастает. Излучение в этом участке велико,

а в интервале 5,5—7,5 μ атмосфера излучает как абсолютно черное тело при температуре приземного слоя атмосферы (рис. 163). Это видно из приведенных рисунков, где экспериментальные и теоретические кривые почти совпадают. Основной вклад в излучение атмосферы в рассматриваемом интервале длин волн вносят близлежащие слои атмосферы, так что более

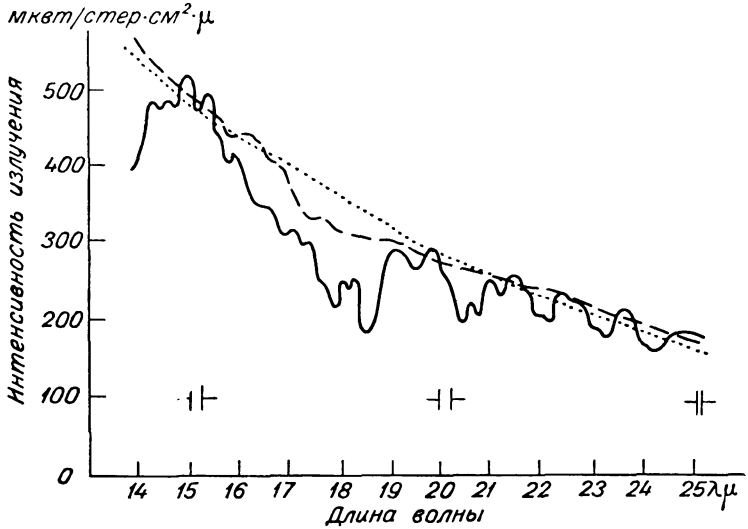


Рис. 164. Распределение энергии в спектре противоизлучения атмосферы из зенита. Ростов-на-Дону, 16 октября 1963 г.
Усл. обозначения см. рис. 163.

отдаленные слои атмосферы не оказывают заметного влияния на излучение, достигающее поверхности земли.

В окне прозрачности атмосферы расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментом в области полосы излучения озона. Здесь обращает на себя внимание значительное увеличение интенсивности излучения с ростом зенитного угла. В остальных интервалах наблюдается значительное расхождение кривых. Это объясняется тем, что в окне прозрачности заметный вклад в излучение вносят многие компоненты атмосферы, например метан, аммиак, окислы азота, аэрозоли и т. д., влияние которых учесть весьма трудно. Поэтому теоретические кривые получились, в отличие от экспериментальных, более гладкими с постепенным возрастанием в сторону длинных волн. Однако ход экспериментальных и теоретических кривых одинаков и соответствие расчетных и экспериментальных данных в общем удовлетворительно.

Удовлетворительное совпадение эксперимента с теорией наблюдается в участках спектра 13,0—15,0 и 14,0—17,33 μ, где основным поглотителем является углекислый газ.

Вблизи длины волны 14,8 μ (у центра полосы излучения углекислого газа, обусловленной колебательными переходами) атмосфера излучает как абсолютно черное тело с температурой, равной температуре приземного слоя (рис. 163 и 164). Экспериментальные и теоретические кривые хорошо совпадают здесь еще и по той причине, что выбранные спектральные интервалы соответствуют спектральной ширине щели измерительной установки.

В участке спектра 17,33—25 μ излучение обусловлено исключительно водяным паром. Теоретическая кривая здесь более сглажена, чем экспериментальная. Это объясняется тем, что в указанном участке спектра значения обобщенных коэффициентов поглощения, использованные для расчетов противоизлучения, относятся к широким спектральным интервалам и осредняются путем графического интерполирования. При этом величины спектральных интервалов не брались равными спектральной ширине щели измерительной установки, так как обобщенные коэффициенты поглощения монотонно возрастают в сторону длинных волн. Поскольку начиная с длины волны 19 μ атмосфера излучает как черное тело (согласно теоретическим расчетам), не было смысла проводить расчеты для более узких интервалов.

Из-за вышеуказанных причин наблюдается некоторое расхождение экспериментальных и теоретических результатов. Расхождение можно также частично отнести за счет неточного измерения угла наблюдения.

Важные экспериментальные результаты, характеризующие спектральный состав эффективного излучения и противоизлучения, получены В. Г. Кастровым.

Используя флюоритовые светофильтры, Кастров выделил следующие три области инфракрасного спектра: коротковолновую ($\lambda<9$ μ), средневолновую (9 μ $<\lambda<11{,}5$ μ) и длинноволновую ($\lambda>11{,}5$ μ). Необходимо заметить, однако, что все эти три области спектра весьма значительно взаимно перекрывались. Поэтому следует иметь в виду, что границы указанных областей имеют условный характер. Измерения интенсивности длинноволнового излучения атмосферы Кастров осуществлял с помощью пиргеометра с ограниченной апертурой.

Некоторые из результатов измерений Кастрова представлены в табл. 155 в виде отношений противоизлучения и эффективного излучения в различных областях спектра к полным потокам противоизлучения и эффективного излучения. Хотя отдельные области спектра, перечисленные в этой таблице, взаимно перекрываются, все же эта таблица позволяет сделать некоторые выводы о спектральном распределении противоизлучения и эффективного излучения. Весьма отчетливо выявляется, в частности, роль средневолновой области, т. е. области максималь-

Таблица 155

Спектральный состав эффективного излучения и противоизлучения (проценты)

Участок спектра	Зима		Лето	
	$t=-15{,}3°$	$e=1{,}5$ *мб*	$t=18{,}9°$	$e=16{,}7$ *мб*
	$\frac{G_{0,j}}{p_j B_0}$	$\frac{F_{0,j}}{p_j B_0}$	$\frac{G_{0,j}}{p_j B_0}$	$\frac{F_{0,j}}{p_j B_0}$
Коротковолновый . .	11	18	17	26
Средневолновый . . .	2	17	4	25
Длинноволновый . . .	87	65	79	49
Весь спектр	100	100	100	100

ной прозрачности атмосферы. Тогда как относительная величина противоизлучения составляет здесь 2—4%, на долю эффективного излучения приходится в одном случае 17%, а в другом 25%.

§ 9. Эмиссионная спектроскопия как средство исследования строения и состава атмосферы

Изложенное выше показывает, что тепловое излучение атмосферы в существенной степени зависит от ее стратификации. Это позволяет поставить вопрос о решении обратных задач определения стратификации атмосферы по данным измерений ее теплового излучения. Одна из таких задач, которая будет рассмотрена далее в качестве примера, заключается в попытке найти вертикальное распределение температуры воздуха и температуры подстилающей поверхности по данным измерений уходящего теплового излучения со спутника.

Как известно, в теплотехнике весьма детально разработаны и широко применяются методы определения температуры тел по их тепловому излучению. Измеряя тепловое излучение атмосферы с помощью приемника, установленного на спутнике, можно аналогичным образом определить температуру различных слоев атмосферы. Впервые такая идея была высказана Д. Кингом.

Как отмечалось в главе III, инфракрасный спектр поглощения атмосферы обладает очень резко выраженной селективностью. Соответственно этому интенсивность теплового излучения атмосферы существенно зависит от длины волны. В тех областях спектра, где поглощение инфракрасной радиации интенсивно ($\lambda<8$ μ, $\lambda>12$ μ), спутника будет достигать только тепловое излучение внешних слоев атмосферы. Основными излучающими радиацию компонентами атмосферы является водяной пар, углекислый газ и озон. Концентрация всех этих газов за пределами стратосферы и мезосферы ничтожно мала. Таким образом, в области сильного поглощения радиации излучающими слоями

будут различные слои стратосферы и мезосферы. Очевидно, что толщина излучающего слоя должна зависеть от интенсивности поглощения в рассматриваемом участке спектра. В области слабого поглощения (например, «атмосферное окно» 8—12 μ) спутника будет достигать радиация, представляющая собой смесь излучения земной поверхности и большой толщи атмосферы. В этом случае тепловое излучение является сложной функцией температуры земной поверхности и стратификации атмосферы. Измерения уходящей радиации в той части окна прозрачности, где поглощение радиации минимально и соответственно мало по величине излучение атмосферы, могут быть использованы для определения температуры земной поверхности или верхней границы облаков.

Используя полученные в настоящей главе результаты, нетрудно показать, что интенсивность монохроматического теплового излучения частоты ν, проходящего в направлении зенитного угла ϑ через верхнюю границу атмосферы (в данном случае можно считать, что эта условная верхняя граница расположена примерно на высоте 50 *км*), определяется соотношением

$$J_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty E_\nu(\tau) e^{-\frac{\tau}{\mu}} \frac{d\tau}{\mu}. \qquad (9.139)$$

Здесь τ — оптическая толщина атмосферы, отсчитываемая от верхней границы последней, $\mu = \cos\vartheta$, $E_\nu(\tau)$ — интенсивность монохроматического излучения абсолютно черного тела на уровне τ, являющаяся функцией температуры на этом уровне (функция Планка).

Соотношение (9.139) наглядно отражает тот факт, что интенсивность теплового излучения является функцией стратификации атмосферы. С математической точки зрения интересующая нас задача сводится к необходимости обращения интеграла (9.139), т. е. решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода. Возможны два пути решения этой задачи. С одной стороны, можно получить множество значений интеграла (9.139), измеряя угловое распределение интенсивности длинноволновой уходящей радиации. С другой стороны, можно осуществлять сканирование по спектру, сохраняя направление визирования неизменным.

Рассмотрим первый вариант решения обсуждаемой задачи, предложенный Д. Кингом и основанный на использовании приближенного метода Вольтерра.

Представим функцию Планка в виде следующего ряда:

$$E_\nu(\tau) = \sum_{i=1}^{n} a_i S_i, \qquad (9.140)$$

где

$$S_i = \begin{cases} 1 & \text{в интервале } \tau_{i-1} < \tau < \tau_i \\ 0 & \text{в остальной части атмосферы} \end{cases} \qquad (9.141)$$

Здесь a_i — численные коэффициенты, а суммирование по индексу i эквивалентно разбиению атмосферы на n слоев.

Подставляя (9.140) в (9.139), получим

$$J_\nu(0, \mu) = \sum_{i=1}^{n} a_i l_i, \qquad (9.142)$$

где

$$l_i = e^{-\frac{\tau_{i-1}}{\mu}} - e^{-\frac{\tau_i}{\mu}}. \qquad (9.143)$$

Выберем n значений μ, равных $\mu = \mu_j$ $(j = 1, 2, \ldots, n)$. Обозначая $J_j = J(0, \mu_j)$, запишем (9.142) в виде совокупности n уравнений для определения коэффициентов a_i

$$J_j = \sum_{i=1}^{n} a_i l_{ij}, \quad j = 1, 2, \ldots, n. \qquad (9.144)$$

Распространим теперь полученные соотношения на случай немонохроматической радиации, заключенной в пределах полосы частот $\Delta\nu$. В этом случае вместо (9.139) имеем (см. § 1)

$$J(0, \mu) = -\int_0^\infty E(\tau) \frac{dP}{d\tau} d\tau, \qquad (9.145)$$

где P — функция пропускания, характеризующая долю радиации, пропущенной данным поглощающим слоем (эту величину можно определить так же как вероятность того, что фотон, испущенный в полосе $\Delta\nu$ на оптической глубине τ, выйдет через границу слоя, не испытав поглощения).

Подстановка (9.140) в (9.145) дает

$$J(0, \mu) = \sum_{i=1}^{n} a_i (P_{i-1} - P_i). \qquad (9.146)$$

Аналогично предыдущему найдем далее

$$J_j = \sum_{i=1}^{n} a_i l_{ij}, \quad j = 1, 2, \ldots, n, \qquad (9.147)$$

где

$$l_{ij} = P(\tau_{i-1}, \mu_j) - P(\tau_i, \mu_j). \qquad (9.148)$$

Решая уравнение (9.147) относительно коэффициентов a_i, мы можем вслед за тем по известным a_i вычислить по формуле

(9.146) функцию Планка $E_\nu(\tau)$. Используя известное выражение для функции Планка

$$E_\nu(\tau) = \frac{\frac{2h\nu^3}{c^2}}{e^{\frac{h\nu}{kT(\tau)}} - 1},$$

нетрудно вслед за тем рассчитать зависимость температуры от оптической толщины $T(\tau)$. Это и решает поставленную задачу.

Очевидно, что в данном случае функция пропускания, а также распределение по вертикали концентрации поглощающего и излучающего радиацию вещества должны быть известны. Д. Кинг проиллюстрировал предлагаемую методику вычислений примером, основанным на использовании результатов наземных наблюдений эмиссии земной атмосферы при различных зенитных углах в области 9,6 μ полосы излучения озона. Расчеты, выполненные для модели «серой», горизонтально однородной, плоской атмосферы, показали, что при наличии достаточно полных данных измерений углового распределения интенсивности противоизлучения атмосферы вычисленное вертикальное распределение температуры качественно соответствует наблюдаемому. Выяснение возможностей количественного соответствия требует устранения упомянутых предположений, положенных в основу расчетов. Естественно, что наиболее уязвимым местом метода термического зондирования атмосферы, предложенного Д. Кингом, является предположение о горизонтальной оптической однородности атмосферы. Наличие облачности, а также горизонтальных градиентов температуры практически всегда делает невозможным принятие этого предположения для тропосферы. Значительно более благоприятные условия могут существовать в стратосфере.

Идея термического зондирования атмосферы путем измерений уходящего излучения в различных областях спектра была впервые высказана Л. Д. Капланом и другими авторами.

Л. Д. Каплан предложил использовать для этой цели измерения уходящего излучения в области полосы углекислого газа 15 μ для участков спектра шириной 5 $см^{-1}$. Существенное преимущество измерений в области полосы углекислого газа состоит в том, что в данном случае не представляет труда задание концентрации поглощающей и излучающей радиацию компоненты атмосферы. Известно, что объемная концентрация углекислого газа в атмосфере мало изменяется и составляет в среднем 0,03%. Определив температурную стратификацию по данным измерений уходящего излучения в полосе CO_2, можно затем использовать результаты аналогичных измерений в области поглощения радиации водяным паром для решения задачи о вертикальном распределении концентрации водяного пара.

Позднее Каплан рассчитал пример, иллюстрирующий возможность практического применения предлагаемого им метода. Для большой совокупности вертикальных распределений температуры, заданной для уровней семи изобарических поверхностей: 1000 (земная поверхность), 700, 400, 300, 200, 100 и 50 *мб*, были вычислены величины интенсивности восходящего теплового излучения на уровне 50 *мб*. Поскольку вертикальное распределение температуры в данном случае характеризуется значениями последней на семи уровнях, было достаточно осуществить расчеты интенсивности радиации для семи частот (концентрация CO_2 принята равной 0,26 *см/мб*). Имея таблицу вычисленных для разных стратификаций интенсивностей радиации $J_{\nu,0}$ и измеренные значения уходящего излучения для семи частот J_ν, можно выбрать в таблице распределение температуры таким образом, чтобы величина $\sum_{(\nu)} (J_\nu - J_{\nu,0})^2$ была минимальной.

Для более точного отыскания «наилучшего» распределения температуры Каплан предложил также использовать формализм теории возмущений. Выполнив серию «мысленных экспериментов», Каплан нашел, что в ряде случаев совпадение «истинного» распределения температуры и вычисленного по данным измерений уходящего излучения было вполне удовлетворительным. Однако в других случаях, несмотря на идеализированный характер расчетов, согласие оказалось недостаточно удовлетворительным.

При наличии сплошной облачности можно считать верхнюю границу облачного слоя непрозрачной. Очевидно, что в этом случае измерения могут дать информацию о температуре и высоте верхней границы облаков. Однако в реальных условиях частичной облачности и отсутствия резких переходов от облачной к безоблачной части атмосферы интерпретация данных измерений уходящего излучения возможна лишь при одновременном телевизионном прослеживании облачности. Оценки, сделанные Капланом, показывают, что существенным источником ошибок измерений могут явиться шумы радиотехнических устройств. Даже при отношении сигнала к шуму, равном 30 : 1, ошибки в определении температуры, обусловленные шумами, достигают 3—4°.

Д. К. Уорк проанализировал упрощенный вариант метода термического зондирования, рассмотрев трехслойную модель атмосферы.

Основная трудность термического зондирования атмосферы с помощью измерений теплового излучения состоит в необходимости доказать возможность однозначного решения задачи. Совершенно очевидно, что использование данных измерений уходящего излучения в сравнительно широких участках спектра,

на протяжении которых коэффициент поглощения сильно изменяется, не даст нужных результатов: в этом случае излучающий слой будет слишком протяженным и изменчивым. Иллюстрацией к этому выводу могут служить результаты расчетов распределения энергии в спектре уходящего излучения, выполненных автором и К. Е. Якушевской. На основе данных об интенсивности уходящего излучения в различных областях спектра $J_{\Delta\lambda}$ были вычислены значения эффективных температур по соотношению $J_{\Delta\lambda}=\frac{\sigma}{\pi}T_{\text{эфф}}$ (σ — постоянная Стефана—Больцмана). Если температура на данном уровне z равна эффективной, то очевидно, излучение в рассматриваемой области спектра генерируется главным образом вблизи уровня z. Если, кроме того, при любой стратификации значение эффективной температуры, вычисленное для определенной области спектра, всегда соответствует истинной температуре на одном и том же уровне z, то это означает, что уходящее излучение является однозначной характеристикой температуры атмосферы на данном уровне.

Имея совокупность значений $J_{\Delta\lambda}$ для разных областей спектра, можно в таком случае найти температуру на различных уровнях и, следовательно, вертикальное распределение температуры.

В табл. 156 приведены результаты расчетов эффективной температуры, выполненных для трех различных стратификаций атмосферы, и указаны высоты, которым соответствуют такие же значения температуры воздуха. Из этой таблицы видно, что уровень истинной температуры воздуха, равной по величине эффективной температуре, колеблется в весьма широких пределах. Это означает, что в данном случае невозможно установить достаточно однозначное соответствие между уходящим излучением в какой-либо области спектра и температурой воздуха на определенном уровне в атмосфере.

Расчеты, выполненные автором и К. Е. Якушевской, относятся к сравнительно широким областям спектра. В этой связи очень существенно выяснить, дадут ли иные результаты вычисления уходящего излучения для более узких участков спектра. Подобные вычисления, осуществленные С. Гринфилдом и У. Келогом, дают отрицательный ответ на этот вопрос. Указанные авторы рассчитали для различных участков спектра вертикальное распределение вкладов в уходящее излучение от слоев атмосферы, которым соответствует разность давлений, равная 50 *мб*. Расчеты были проделаны для области атмосферного окна 8—13 μ, а также для длин волн 6,0 и 6,2 μ в интенсивной полосе поглощения водяного пара (в последних двух случаях рассматривались участки спектра шириной 0,1 μ). Вычисления для окна показали, что здесь основной вклад в уходящее излучение вносит земная поверхность. Однако и доля излучения тропосферы

Таблица 156

Эффективные температуры системы земная поверхность — атмосфера

Участок спектра, μ	Стратификация					
	III		II		I	
	$t_{эфф}$°C	p мб	$t_{эфф}$°C	p мб	$t_{эфф}$°C	p мб
1,08—1,20 (H_2O, 1,1)	12,8	825	—17,2	780	—30,2	890
1,25—1,38 (H_2O, 1,38)	12,3	820	—17,9	765	—30,9	865
1,38—1,50 (H_2O, 1,38; CO_2, 1,4)	12,0	815	—18,2	760	—31,0	870
1,50—1,54 (H_2O, 1,38)	11,8	810	—18,1	760	—30,9	875
1,54—1,67 (CO_2, 1,6)	16,9	960	—17,0	1000	—30,0	900
1,70—1,92 (H_2O, 1,87)	17,0	1000	—19,0	755	—31,0	870
1,92—2,08 (H_2O, 1,87; CO_2, 2,0)	9,5	780	—20,2	735	—32,3	840
2,08—2,15 (CO_2, 2,0)	15,5	885	—18,0	765	—31,1	870
2,27—2,63 (H_2O, 2,7)	3,2	710	—22,5	710	—34,0	800
2,63—2,87 (H_2O, 2,7; CO_2, 2,7)	—9,8	545	—32,5	595	—42,4	595
2,87—2,99 (H_2O, 2,7)	3,2	710	—23,4	700	—34,1	800
2,99—3,57 (H_2O, 3,2)	9,0	775	—18,3	760	—31,0	870
4,00—4,63 (CO_2, 4,3)	1,6	700	—27,5	650	—38,2	690
4,88—8,70 (H_2O, 6,3)	—11,4	525	—28,5	640	—38,0	700
8,70—9,09 (H_2O)	16,0	900	—17,0	1000	—30,3	890
10,55—12,28 (H_2O)	15,7	895	—17,1	1000	—30,0	900
12—13 (H_2O, CO_2, 15)	11,2	800	—19,0	755	—31,2	865
13—14 (H_2O, CO_2, 15)	—15,5	485	—36,0	555	—47,5	520
14—15 (H_2O, CO_2, 15)	—47,7	200	—54,2	415	—61,2	310
15—16 (H_2O, CO_2, 15)	—47,2	205	—53,0	435	—60,0	325
16—17 (H_2O, CO_2, 15)	—20,8	440	—36,1	550	—46,2	540
17—18 (H_2O, CO_2, 15)	—20,0	445	—30,8	615	—38,0	700

Примечание. В скобках указаны значения длин волн (μ), соответствующие центрам полос поглощения.

также очень значительна и составляет от $^1/_3$ до $^2/_3$ в зависимости от стратификации атмосферы. Результаты расчетов для длин волн 6,0 и 6,2 μ показали, что даже уходящее излучение для участков спектра, имеющих ширину только 0,1 μ, не является однозначной характеристикой температуры на каком-либо уровне: кривые вертикального распределения вклада различных слоев атмосферы в уходящее излучение чрезвычайно изменчивы в зависимости от стратификации атмосферы. Существенно подчеркнуть при этом, что рассмотренные результаты относятся к условиям безоблачной атмосферы. Естественно, что при наличии облачности картина изменится в худшую сторону.

Вопрос об однозначности метода термического зондирования атмосферы был рассмотрен ранее с точки зрения прямого соответствия эффективной температуры, найденной по величине уходящего излучения, истинной температуре на фиксированном уровне. Результаты расчетов в связи с этим отчетливо показали, что сколько-нибудь надежная локализация излучающих слоев при измерениях уходящего излучения в сравнительно узких

спектральных интервалах невозможна. Подобная задача может быть решена только в случае определения температуры земной поверхности или облаков по данным измерений уходящей радиации в интервалах максимальной прозрачности атмосферы, где фон излучения атмосферы мал по сравнению с излучением поверхности земли или облаков. Успешному решению этой задачи благоприятствует, в частности, следующее обстоятельство. Как показал Д. К. Уорк, существует весьма хорошая корреляция между интенсивностью уходящего излучения в зените в области окна прозрачности 8—12 μ и тем вкладом, который вносят в уходящую радиацию атмосферные излучения водяного пара и озона. Поэтому, исключая из измеренного значения уходящей радиации атмосферный фон, можно получить величину излучения, а следовательно, и температуру подстилающей поверхности.

Трудность установления однозначного соответствия между измеренной эффективной и истинной температурой на фиксированном уровне отнюдь не означает того, что задача термического зондирования не может быть решена вообще. Действительно, измерив уходящее излучение в определенном интервале спектра, мы получим одно значение интеграла (9.139), величина которого определяется вертикальным распределением температуры (если вертикальное распределение концентрации излучающего газа задано). Получив по данным измерений n значений упомянутого интеграла для различных участков спектра, можно составить систему уравнений для определения искомого изменения температуры с высотой.

Именно таким образом и предложил решать задачу термического зондирования Л. Д. Каплан, ограничившись, однако, разработкой метода подбора неизвестного вертикального профиля температуры и тем самым не доказав однозначности решения задачи. Более строгая математическая постановка рассматриваемой задачи дана Г. Ямамото, снова рассмотревшего случай уходящего излучения в полосе углекислого газа 15 μ без учета перекрывания этой полосы полосами поглощения водяного пара.

Если исследуемая область спектра разделена на m интервалов, то интенсивность уходящего излучения в каждом из них может быть представлена следующим образом:

$$J_i = -\int_0^{p_s} E_i(p)\,\frac{dP_i(p)}{dp}\,dp, \quad i = 1, 2, \ldots, m, \qquad (9.149)$$

где p — давление, которое является независимой переменной, заменяющей температуру, p_s — давление на уровне земной поверхности.

Поскольку в рассматриваемой области полосы углекислого

газа 15 μ имеет место очень сильное поглощение, то можно считать $p_s = \infty$. Кроме того, можно принять, что

$$E_i(p) = \alpha_i E(p), \tag{9.150}$$

где $E(p)$ — функция Планка для определенного волнового числа (было выбрано $\nu = 680\ см^{-1}$), а α_i — постоянные.

Получим теперь вместо (9.149)

$$I_i = -\int_0^\infty E(p)\,\frac{dP_i(p)}{dp}\,dp, \quad i = 1, 2, \ldots, m; \tag{9.151}$$

здесь

$$I_i = \frac{J_i}{\alpha_i}, \quad i = 1, 2, \ldots, m. \tag{9.152}$$

Задача состоит в том, чтобы по измеренным значениям I_i и известным $P_i(p)$ найти функцию Планка E в зависимости от p. Если найти удачное аналитическое представление для $E(p)$, то решение этой задачи может быть представлено в аналитической форме.

Г. Ямамото предположил, что исходные экспериментальные данные представляют собой результаты измерений уходящего излучения в четырех участках спектра шириной 5 $см^{-1}$ в области полосы углекислого газа 15 μ: 665—670, 675—680, 686—691 и 692—697 $см^{-1}$. Первый из этих участков включает Q-ветвь полосы, где поглощение наиболее интенсивно. В соответствии с указанным предположением необходимо представить функцию $E(p)$ в виде ряда с четырьмя членами. Использование степенного ряда, а также разложений по полиномам Лежандра и Чебышева показало, что во всех трех случаях точность аналитического представления функции $E(p)$, соответствующей различным реальным вертикальным профилям температуры, примерно одинакова. Использование полиномов Лежандра является, однако, наиболее удобным. В этом случае решение задачи может быть охарактеризовано следующим образом.

Введем вместо давления p такую новую переменную:

$$x = 0{,}6970\,p^{1/5} - 1{,}5050. \tag{9.153}$$

Заметим при этом, что интервал изменения давления охватывает практически значения давления от 0,2 до 600 *мб*. Пропускание атмосферы выше уровня 0,2 *мб* составляет 0,99 даже для участка наиболее сильного поглощения (665—670 $см^{-1}$). Толща атмосферы, включающая уровни ниже 600 *мб*, поглощает полностью излучение в спектральном участке наименее интенсивного поглощения. Изменение давления от 0,2 до 600 *мб* соответствует изменению переменной от —1 до +1. Таким образом, имеем вместо (9.152)

$$I_i = -\int_{-1}^{1} E(x)\,\frac{dP_i(x)}{dx}\,dx, \quad i = 1, 2, 3, 4. \tag{9.154}$$

Используем теперь следующее представление:

$$\frac{dP_i(x)}{dx} = \sum_{n=0}^{m} c_{in} P_n(x), \tag{9.155}$$

где $P_n(x)$ — полиномы Лежандра; c_{in} — постоянные, которые могут быть определены по известным значениям функции пропускания P_i на основе использования свойства ортогональности полиномов Лежандра по формулам

$$c_{in} = \frac{2n+1}{2}\left[\left| P_i(x) P_n(x) \right|_{-1}^{1} - \int_{-1}^{1} P_i(x) P_n'(x)\, dx \right],$$

$$i = 1,\ 2,\ 3,\ 4; \quad n = 0,\ 1,\ \ldots,\ m. \tag{9.156}$$

Используя формулу квадратур Гаусса, найдем

$$\int_{-1}^{1} P_i(x) P_n'(x)\, dx = \sum_{j=1}^{m} \alpha_j P_i(x_j) P_n'(x_j). \tag{9.157}$$

Здесь $x_1, \ldots, x_m$ — нули полиномов Лежандра $P_m(x)$, а

$$\alpha_j = \frac{1}{P_m'(x_j)} \int_{-1}^{1} \frac{P_m(x)}{x - x_j}\, dx. \tag{9.158}$$

Величины x_j и α_j могут быть взяты из таблиц. Напишем теперь

$$E(x) = \sum_{m=0}^{3} \alpha_n' P_n(x). \tag{9.159}$$

Подставляя (9.155) и (9.159) в (9.154), будем иметь следующую систему уравнений для определения коэффициентов a_n':

$$I_i = -2\left\{ c_{i0} a_0' + \frac{1}{3} c_{i1} a_1' + \frac{1}{5} c_{i2} a_2' + \frac{1}{7} c_{i3} a_3' \right\},$$

$$i = 1,\ 2,\ 3,\ 4. \tag{9.160}$$

Значения постоянных c_{in} указаны в табл. 157.

Таблица 157

Значения постоянных c_{in}

Интервал волновых чисел	c_{i0}	c_{i1}	c_{i2}	c_{i3}
665—670 ($i=1$)	—0,49500	0,28109	0,62328	—0,08274
675—680 ($i=2$)	—0,50000	0,00786	0,91893	0,26016
686—691 ($i=3$)	—0,50000	—0,14694	0,78455	0,53207
692—697 ($i=4$)	—0,50000	—0,32042	0,55985	0,64852

Как видно, предложенная Г. Ямамото методика определения вертикального профиля температуры по данным измерений уходящего излучения в четырех участках спектра является весьма простой и удобной.

Естественно, однако, что использование только четырех участков спектра не позволяет получить тонкие детали вертикального распределения температуры. Даже положение тропопаузы не может быть фиксировано (заметим при этом, что указанное выше аналитическое представление вполне удовлетворительно описывает изменение температуры только в диапазоне от 1 до 400 *мб*). Очевидно, что детализация вертикального профиля температуры возможна лишь при условии более дробного разбиения области спектра, включающей полосу углекислого газа 15 μ. Это требует, однако, использования более узких спектральных интервалов чем 5 $см^{-1}$, что вызывает технические трудности измерения очень малых потоков радиации. В этой связи очень интересная идея был высказана Д. Т. Хотоном.

Поскольку полоса углекислого газа 15 μ обладает весьма регулярной структурой, естественно использовать для увеличения измеряемого потока радиации интерферометрический метод, позволяющий в данном случае суммировать энергию практически монохроматического излучения разных участков спектральных линий. По данным Хотона, применение интерферометра Фабри—Перо с полушириной полосы пропускания около 0,1 $см^{-1}$, снабженного интерференционным светофильтром, выделяющим спектральный участок шириной около 24 $см^{-1}$, позволяет получить достаточное для регистрации количество энергии. Отметим, что, например, в участке спектра 669,7—693,7 $см^{-1}$ находится 15 линий полосы 00°0—01°0. В этом случае общая ширина спектрального интервала регистрируемой радиации составит 1,5 $см^{-1}$. На приемник излучения площадью 1 $мм^2$, имеющий угол зрения 5°, будет падать количество энергии, равное $2 \cdot 10^{-10}$ *вт*, если температура излучающего слоя углекислого газа составляет 255° К. Для измерения такого потока радиации требуется приемник с пороговой чувствительностью порядка 10^{-11} *вт*, что является вполне доступным. С. Д. Смит, обосновывая идею Д. Т. Хотона, показал, что использование интерферометра с промежутками, заполненными германием, позволяет еще более поднять светосилу. В этом случае достаточно иметь приемник радиации площадью 9 $мм^2$ и пороговой чувствительностью 10^{-10} *вт*, что примерно соответствует стандартным оптико-акустическим приемникам.

Применение интерферометрического метода открывает заманчивые перспективы существенного увеличения спектральной разрешающей способности и, следовательно, значительного повышения точности метода термического зондирования.

Как уже упоминалось выше, все выполненные до сих пор рас-

четы с целью обоснования метода термического зондирования базируются на вычислениях, относящихся к полосе углекислого газа 15 μ, сделанных в предположении, что единственной излучающей компонентой является углекислый газ. Между тем рассматриваемая полоса поглощения CO_2 перекрывается полосами водяного пара и озона.

Если предположить, что в области полосы 15 μ $P = P_{CO_2} P_{H_2O} P_{O_3}$, то будем иметь следующую общую формулу для интенсивности излучения:

$$J = -\int E \frac{dP_{CO_2}}{dp} P_{H_2O} P_{O_3} dp - \int E \frac{dP_{H_2O}}{dp} P_{CO_2} P_{O_3} dp - \\ - \int E \frac{dP_{O_3}}{dp} P_{CO_2} P_{H_2O} dp. \qquad (9.161)$$

Здесь P_{CO_2}, P_{H_2O} и P_{O_3} — функции пропускания углекислого газа, водяного пара и озона.

Ясно, что строгое решение задачи термического зондирования на основе использования формулы (9.161) чрезвычайно сложно.

Имея в виду, что вклады излучения водяного пара и озона малы, Г. Ямамото предложил, однако, оценивать величины второго и третьего слагаемых в правой части (9.161) для условий стандартной атмосферы. Вводя подобные поправки к измеренному значению интенсивности уходящего излучения, можно определить величину первого члена в правой части (9.161) и использовать эти данные для решения задачи термического зондирования в первом приближении. Второе и следующее приближения могут быть получены (если это необходимо) путем последовательного уточнения величины вкладов водяного пара и углекислого газа в излучение на основе данных о стратификации атмосферы для предыдущего приближения.

Ф. Мёллер обсудил возможности использования результатов измерений уходящего излучения в области максимума полосы водяного пара 6,3 μ для решения задачи термического зондирования атмосферы.

Расчеты для моделей стандартной, полярной и тропической атмосфер показали, что в этом случае величина уходящего излучения очень слабо зависит от температуры воздуха. При неизменной относительной влажности и изменениях температуры воздуха, составляющих около 30° С, вариации эффективной температуры равны всего 5—6° С. Это объясняется тем, что при неизменной относительной влажности общее содержание водяного пара выше уровней, которым соответствуют одинаковые значения температуры, практически одно и то же. Если профили температуры подобны, то одинаковыми будут, естественно, и вертикальные распределения температуры выше этих уровней. Так

как слои вышеупомянутых уровней обусловливают основной вклад в уходящее излучение, последнее и оказывается мало изменчивым.

Значительно более существенно изменяется уходящее излучение при изменении относительной влажности. Так, например, при уменьшении относительной влажности от 100 до 10% эффективная температура увеличивается на 15—17° С в зависимости от рассматриваемой модели атмосферы (как видно, выбор модели термической стратификации атмосферы вызывает совсем небольшие изменения эффективной температуры). Однако и это увеличение сравнительно невелико, если учесть, что указанный диапазон изменения относительной влажности одновременно на всех высотах в атмосфере значительно превосходит, по-видимому, те колебания относительной влажности, которые могут наблюдаться в условиях реальной атмосферы.

Относительно малая изменчивость уходящего излучения в области максимума полосы поглощения водяного пара 6,3 μ объясняется зависимостью между вертикальными распределениями температуры и влажности: в холодной атмосфере водяной пар концентрируется в нижней, более теплой части атмосферы, а в теплой атмосфере значительная часть водяного пара приходится на относительно более холодные слои верхней тропосферы и стратосферы. По этой причине аналогичные результаты должны получиться и для других областей спектра водяного пара. Отсюда следует, что измерения уходящего излучения в тех областях спектра, где доминирует излучение водяного пара, не могут быть использованы для определения вертикального распределения температуры в атмосфере. Как уже отмечалось, эти ограничения не относятся, однако, к излучению углекислого газа, вертикальное распределение концентрации которого не зависит от температуры.

Резюмируя сказанное выше по поводу разработки метода термического зондирования атмосферы, следует отметить, что наиболее актуальной является проблема практической проверки теоретических предпосылок метода по данным измерений с аэростатов, ракет или спутников. Несомненно, что важное значение имеют и теоретические разработки с целью оценки роли тех ограничений, которые вводились при схематизированных решениях задачи, рассмотренных выше.

Задача термического зондирования, и в особенности определения температуры подстилающей поверхности, может решаться и на чисто эмпирической основе — путем сопоставления полей уходящей радиации и температуры. Примеры подобного эмпирического анализа будут приведены далее.

Глава X

РАДИАЦИОННЫЙ БАЛАНС

Радиационным балансом называют приходо-расход лучистой энергии, поглощаемой и излучаемой подстилающей поверхностью, атмосферой или системой земная поверхность — атмосфера.

Приходную часть радиационного баланса подстилающей поверхности R составляют поглощенные подстилающей поверхностью прямая солнечная и рассеянная радиация, а также противоизлучение атмосферы. Расходная часть определяется потерей тепла за счет собственного теплового излучения подстилающей поверхности.

Принимая это во внимание, напишем следующее уравнение радиационного баланса подстилающей поверхности:

$$R = Q(1 - A) + \delta G_0 - U_{\text{п. п}},$$

где Q — потоки (или суммы) приходящей суммарной радиации, A — альбедо подстилающей поверхности, G_0, $U_{\text{п. п}}$ — потоки (или суммы) противоизлучения атмосферы и собственного теплового излучения подстилающей поверхности, δ — поглощательная способность подстилающей поверхности.

Так как величина $U_{\text{п. п}} - \delta G_0 = F_0$ представляет собой эффективное излучение подстилающей поверхности, то преобразуем написанное уравнение следующим образом:

$$R = Q(1 - A) - F_0. \qquad (10.1)$$

Следует иметь в виду, что понятие о радиационном балансе поверхности является известной абстракцией, так как в действительности всегда изучается радиационный баланс некоторого деятельного слоя. При этом толщина такого деятельного слоя изменяется в очень широких пределах: в одних случаях (гладкие подстилающие поверхности, лишенные растительного покрова) она очень мала; в других (растительные покровы, вод-

ные бассейны) достигает больших значений — порядка метров и десятков метров.

Приходную часть радиационного баланса атмосферы R_a составляют: поглощенная атмосферой прямая солнечная и рассеянная радиация q', а также поглощенное атмосферой тепловое излучение подстилающей поверхности $U_п$. Расходная часть определяется потерями тепла за счет теплового излучения атмосферы в направлении к земной поверхности и в мировое пространство. Первая составляющая расходной части радиационного баланса атмосферы представляет собой противоизлучение атмосферы G_0, а вторая составляющая — излучение атмосферы в мировое пространство U_∞.

Таким образом, имеем следующее уравнение радиационного баланса атмосферы:

$$R_a = U_п + q' - G_0 - U_\infty.$$

Если P — пропускательная способность атмосферы для теплового излучения, то поглощенное атмосферой тепловое излучение подстилающей поверхности может быть представлено в виде $U_п = (1 - P)\, U_0$, где U_0 — восходящий поток теплового излучения на уровне подстилающей поверхности. Величина $U_0 - G_0 = F_0$ представляет собой эффективное излучение подстилающей поверхности, а $PU_0 + U_\infty = F_\infty$ — уходящее излучение подстилающей поверхности и атмосферы в мировое пространство. Принимая это во внимание, преобразуем уравнение радиационного баланса атмосферы таким образом:

$$R_a = F_0 - F_\infty + q'. \tag{10.2}$$

В радиационном балансе системы земная поверхность — атмосфера (R_s) приходную часть составляет прямая солнечная и рассеянная радиация, поглощенная подстилающей поверхностью и атмосферой, а расходную — уходящее излучение. Поэтому уравнение радиационного баланса системы земля — атмосфера имеет вид

$$R_s = (Q + q)(1 - A) + q' - F_\infty. \tag{10.3}$$

Это уравнение может быть записано также следующим образом:

$$R_s = Q_0 (1 - A_s) - F_\infty, \tag{10.3а}$$

где Q_0 — приход солнечной радиации за пределами атмосферы, A_s — альбедо Земли как планеты.

Рассмотрим теперь основные закономерности радиационного баланса подстилающей поверхности, атмосферы и системы земная поверхность — атмосфера.

§ 1. Наблюдаемые закономерности изменения радиационного баланса подстилающей поверхности

Изучение радиационного баланса подстилающей поверхности представляет исключительно важный интерес. Радиационный баланс является основным климатообразующим фактором Величиной радиационного баланса подстилающей поверхности определяется в значительной мере распределение температур в почве и прилежащих слоях воздуха. Это обусловливает особую роль радиационного баланса при расчетах испарения и снеготаяния, а также при решении ряда прогностических задач, таких, как прогноз радиационных заморозков и туманов. Большой интерес представляет изучение радиационного баланса для синоптической метеорологии при решении вопроса о формировании и трансформации воздушных масс. Наконец, много внимания уделяется исследованию радиационного баланса при изучении воздействия радиации на растительный и животный мир.

Все это объясняет тот большой интерес, который проявляется в настоящее время к исследованию радиационного баланса подстилающей поверхности.

Следует, однако, отметить, что число пунктов, где производились длительные наблюдения над всеми величинами, определяющими радиационный баланс, или непосредственное измерение полного баланса, очень мало. Это обусловлено тем, что до недавнего времени не было достаточно надежных приборов, позволяющих непосредственно измерять радиационный баланс. Лишь за последние годы разработаны удовлетворительные конструкции балансомеров, например рассмотренные в главе II балансомер Янишевского и некоторые другие приборы. Необходимо, впрочем, подчеркнуть, что и сейчас проблема надежных измерений радиационного баланса не нашла еще вполне удовлетворительного разрешения.

Естественно, что основные закономерности радиационного баланса определяются теми факторами, которые наиболее существенно влияют на главные составляющие радиационного баланса. К числу таких факторов относятся: продолжительность солнечного сияния, условия облачности и прозрачности атмосферы, стратификация атмосферы, характер и состояние подстилающей поверхности и др.

Радиационный баланс подстилающей поверхности может быть как положительным, если приход тепла превышает расход, так и отрицательным в обратном случае. В ходе радиационного баланса за сутки первое обычно наблюдается в дневное время, а второе — ночью. В годовом ходе от 40° с. ш. до 40° ю. ш. месячные величины радиационного баланса на суше и на море всегда положительные. В более высоких широтах в зимние месяцы радиационный баланс становится отрицательным.

1. Суточный ход. Остановимся сначала на характеристике суточного хода радиационного баланса. Изучению этого вопроса посвящено большое количество исследований. Установлено, что, как правило, максимальные положительные величины радиационного баланса наблюдаются в околополуденные часы, а максимальные отрицательные значения — в ночное

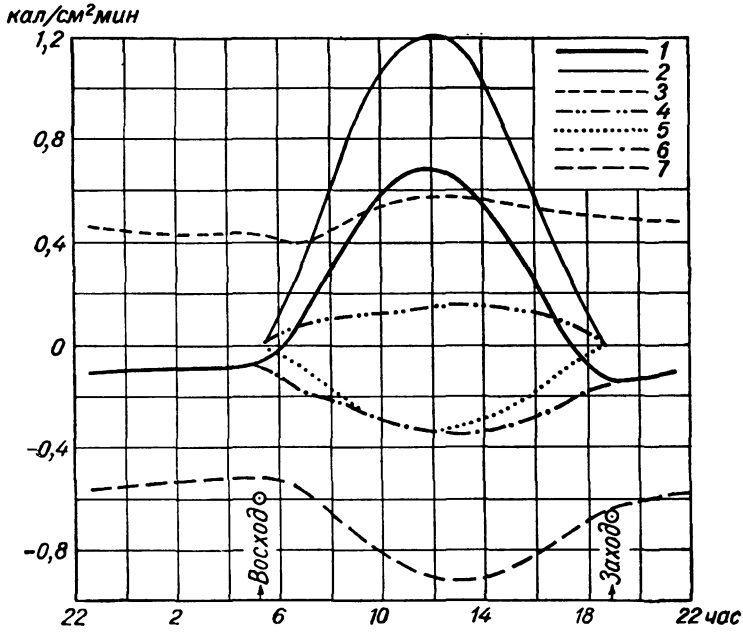


Рис. 165. Суточный ход составляющих радиационного баланса (в среднем за ясные дни).

1 — радиационный баланс; *2* — прямая солнечная радиация; *3* — противоизлучение атмосферы, поглощенное подстилающей поверхностью; *4* — рассеянная радиация; *5* — отраженная коротковолновая радиация; *6* — эффективное излучение: *7* — излучение подстилающей поверхности.

время. При этом изменчивость радиационного баланса в ночное время (ночной ход эффективного излучения) мала по сравнению с изменчивостью радиационного баланса в дневное время. Кривая суточного хода радиационного баланса оказывается обычно асимметричной относительно полудня: величины баланса в послеполуденное время несколько занижены, вследствие того что послеполуденные величины эффективного излучения превосходят дополуденные (подобная ситуация проявляется в южных и особенно пустынных районах). Отмеченные особенности суточного хода радиационного баланса наглядно выявляются из рассмотрения рис. 165, на котором изображен суточный ход радиационного баланса и его составляющих по дан-

ным Б. А. Айзенштата и М. В. Зуева для Ташкента (измерения производились с помощью пиранометра и балансомера Янишевского). Величины прямой солнечной, рассеянной радиации и радиационного баланса взяты этими авторами по данным наблюдений в среднем за ясные летние дни (август 1949 г.) в песчаной пустыне. Все остальные составляющие радиационного баланса получены путем расчета. Как видно из рис. 165, в рассматриваемых условиях ведущей составляющей радиационного баланса в дневное время является прямая солнечная радиация. В соответствии с этим максимум радиационного баланса наблюдается почти точно в полдень (между 11 и 12 *час*) и составляет 0,68 *кал/см²·мин*. Минимальное значение радиационного баланса равно —0,15 *кал/см²·мин* и наблюдается вскоре после захода солнца. Моменты перехода баланса через нуль отмечались между 6 и 7 *час* утром и между 17 и 18 *час* вечером. Из рис. 165 видно, что моменты перехода радиационного баланса через нуль не совпадают с моментами восхода и захода солнца.

В утренние часы положительные значения баланса наблюдаются через 40—60 *мин* после восхода солнца, а переход от положительных к отрицательным величинам баланса в вечернее время опережает примерно на 1,5 *час* момент захода солнца. Происходит все это потому, что в утренние часы приход тепла за счет поглощения прямой солнечной и рассеянной радиации лишь спустя некоторое время после восхода солнца может скомпенсировать расход тепла за счет эффективного излучения. В вечерние же часы еще до захода солнца эффективное излучение начинает преобладать над приходной частью радиационного баланса.

Наблюдения показывают, что обычно переход от положительного баланса к отрицательному и обратно происходит при высотах солнца около 5—15°. В табл. 158 приведено среднее время перехода радиационного баланса через нуль утром и вечером на 15-е число каждого месяца в зависимости от широты по данным С. А. Сапожниковой, исправленным с учетом более новых результатов наблюдений. Следует иметь в виду, что эта таблица неприменима при наличии снежного покрова, так как в этом случае положительный баланс наблюдается при значительно бóльших высотах солнца (около 10—25°). Причина такого явления объясняется большим альбедо снега, обусловливающим значительное уменьшение радиационного баланса.

Особенности зависимости радиационного баланса от высоты солнца при безоблачном небе могут быть проиллюстрированы данными табл. 159, полученными сотрудниками Главной геофизической обсерватории. Эта таблица отчетливо показывает и более поздний переход баланса через нуль и меньшие значения радиационного баланса при наличии снежного покрова. В зим-

Таблица 158

Среднее время (*час*) установления (t_1) и прекращения (t_2) положительного радиационного баланса подстилающей поверхности

Месяц	Географическая широта, *град*					
	40		50		60	
	t_1	t_2	t_1	t_2	t_1	t_2
IV	5—7	16—18	5—7	16—18	5—7	17—19
V	5—7	17—19	4—6	17—19	4—6	18—20
VI	4—6	17—19	3—5	18—20	3—5	19—21
VII	5—7	17—19	3—5	18—20	3—5	18—20
VIII	5—7	17—19	4—6	17—19	4—6	17—19
IX	5—7	16—18	5—7	16—18	6—8	15—17
X	6—8	15—17	6—8	15—17	7—9	14—16

ние месяцы на севере и частично в умеренных широтах радиационный баланс остается отрицательным в течение суток.

Таблица 159

Средняя зависимость радиационного баланса (*кал/см² · мин*) от высоты солнца при безоблачном небе

Состояние подстилающей поверхности	Альбедо, %	Высота солнца, *град*							
		0	5	10	15	20	25	30	35
Без снега . . .	15—25	—0,07	—0,04	0,03	0,12	0,21	0,32	0,41	0,48
Снежный покров	50—80	—0,05	—0,04	—0,01	0,05	0,10	0,17	0,23	0,29

Существенное влияние на переход баланса через нуль оказывает также облачность. При наличии облачности наступление отрицательного радиационного баланса задерживается, поскольку в этих условиях сильно уменьшается эффективное излучение, составляющее расходную часть радиационного баланса.

С. А. Сапожникова установила, что имеет место высокая корреляция между временем перехода радиационного баланса через нуль и временем установления и разрушения ночной радиационной инверсии в нижнем 1,5—2-метровом слое воздуха. Поэтому табл. 158 характеризует вместе с тем и время установления (t_2) или разрушения (t_1) ночной инверсии в указанном слое воздуха.

Следует заметить, что в ряде исследований обнаружен во-

обще параллелизм в суточном ходе радиационного баланса и вертикальных градиентов температуры вблизи от подстилающей поверхности. С. А. Сапожникова нашла корреляцию между радиационным балансом и разностью температур воздуха на высотах 20—150 *см*. Наблюдения Б. А. Айзенштата и М. В. Зуева свидетельствуют о параллелизме в ходе радиационного баланса и разности температур на высотах 0—20 *см*. Айзенштат обнаружил также высокую корреляцию между радиационным балансом и температурой поверхности почвы. Несомненно, что первоисточником всех этих корреляций является наличие тесной связи между температурой подстилающей поверхности и вертикальными градиентами температуры вблизи от подстилающей поверхности и расходной частью радиационного баланса — эффективным излучением.

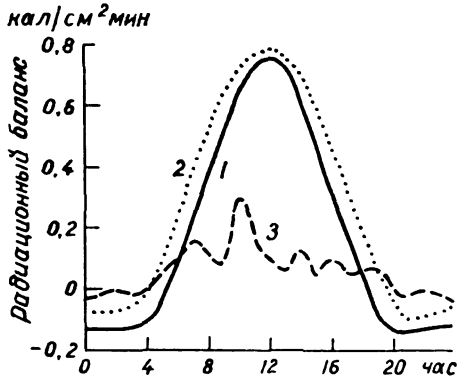


Рис. 166. Суточный ход радиационного баланса.

1 — в Ташкенте в среднем за июнь; *2* — в Колтушах (Ленинградская обл.) за ясный день июля; *3* — в Колтушах за пасмурный день июля.

Естественно, что плавный суточный ход радиационного баланса, изображенный на рис. 165, наблюдается только при безоблачном небе или сплошной облачности (разумеется, в последнем случае амплитуда суточного хода будет значительно меньше, чем при безоблачном небе). Если же имеет место частичная облачность, то суточный ход радиационного баланса становится весьма нерегулярным. Это можно видеть из рассмотрения кривых рис. 166, построенных Сапожниковой. Приведенные здесь данные наблюдений в Колтушах (Ленинградская обл.) в ясный и пасмурный дни показывают, что в последнем случае значительно уменьшается амплитуда суточного хода радиационного баланса, а сам ход баланса значительно усложняется.

Наряду с высотой солнца, от которой сильно зависят величины прямой солнечной и рассеянной радиации, и альбедо подстилающей поверхности облачность является наиболее важным фактором, определяющим изменчивость радиационного баланса. В дневное время появление и увеличение облачности влечет за собой уменьшение суммарной радиации и эффективного излучения (заметим, что суммарная радиация лишь в среднем уменьшается с увеличением степени облачности; в отдельных же случаях может наблюдаться и обратная картина). В ночные часы

изменение облачности влияет только на величину эффективного излучения.

В результате в среднем дневные положительные значения радиационного баланса при наличии облачности уменьшаются, а ночные отрицательные также становятся меньше по абсолютной величине. Однако вместе с тем при наличии частичной облачности и солнца, не закрытого облаками, когда суммарная радиация максимальна, а эффективное излучение меньше, чем при безоблачном небе, наблюдаются максимальные положительные величины радиационного баланса. Так, например, Г. А. Чикирова во время наблюдений на ст. Долгопрудная (Московская обл.) в августе 1947 г. получила при частичной облачности значение радиационного баланса, равное 1,07 *кал/см²·мин*.

Для характеристики особенностей суточного хода радиационного баланса при ясном и пасмурном небе в табл. 160 приведены результаты, полученные В. В. Мухенберг по данным наблюдений с помощью балансомера Янишевского в Колтушах (Ленинградская обл.).

Таблица 160

Суточный ход радиационного баланса (*кал/см²·мин*) по сезонам

Время, *час*	Ясно				Пасмурно			
	лето	осень	зима	весна	лето	осень	зима	весна
0	—0,063	—0,092	—0,088	—0,076	—0,018	—0,018	—0,034	—0,029
4	—0,022	—0,070	—0,102	—0,068	—0,021	—0,013	—0,016	—0,024
8	0,392	0,045	0,077	0,123	0,098	0,053	—0,007	0,054
12	0,632	0,390	0,028	0,355	0,247	0,085	0,019	0,107
16	0,312	0,120	—0,064	0,154	0,175	—0,006	—0,008	0,068
20	—0,042	—0,080	—0,082	—0,048	—0,004	—0,012	—0,007	0,004
0	—0,070	—0,079	—0,070	—0,060	—0,019	—0,003	—0,005	—0,019

Как видно из табл. 160, в летнее время наличие облачности влечет за собой значительное уменьшение положительного суточного радиационного баланса. В зимнее же время облачность, наоборот, способствует уменьшению отрицательного суточного радиационного баланса.

Как показали исследования Е. П. Барашковой, В. Л. Гаевского, Л. Н. Дьяченко, К. М. Лугиной и З. И. Пивоваровой, осредненная зависимость радиационного баланса от высоты солнца может быть описана следующей эмпирической формулой:

$$R = a\left(h_{\odot} - b\right), \tag{10.4}$$

где a, b — постоянные; $h_{\odot}$ — высота солнца в градусах.

Для постоянных a и b была установлена такая зависимость от альбедо подстилающей поверхности:

Альбедо, %	a	b
10—20	0,013	10,0
20—30	0,012	9,8
50—60	0,006	7,4
60—70	0,007	7,4
70—80	0,004	8,5

При неизменных высоте солнца (40°) и альбедо изменение радиационного баланса в зависимости от степени облачности характеризуется следующими данными:

Степень облачности, баллы	3	4	5	6	7	8
Радиационный баланс, *кал/см²·мин* . .	0,46	0,45	0,43	0,42	0,40	0,38

Приведенные данные показывают, что при увеличении альбедо от 10 до 80% радиационный баланс уменьшается примерно в три раза. Рост же облачности от 3 до 8 баллов вызывает уменьшение радиационного баланса всего лишь на 0,08 *кал/см²·мин*, т. е. примерно на 20%. Это показывает, насколько более чувствителен радиационный баланс к изменениям альбедо, чем к изменениям облачности.

Исследования упомянутых выше авторов обнаружили высокую корреляцию между радиационным балансом поверхности, покрытой травой, и величиной поглощенной коротковолновой радиации $R_к$

$$R = \frac{R_к - 0{,}06}{1{,}20}. \qquad (10.5)$$

При $R_к > 0{,}06$ *кал/см²·мин* использование этой формулы позволяет рассчитать радиационный баланс по поглощенной радиации с ошибкой около ±10%.

2. Годовой ход. Для характеристики закономерностей годового хода радиационного баланса рассмотрим изображенные на рис. 167 изоплеты радиационного баланса для четырех пунктов, расположенных в различных климатических зонах (Якутск, Омск, Владивосток, Ташкент). Эти данные дополняют также и рассмотренные выше сведения о суточном ходе радиационного баланса.

Рисунок 167 показывает, что обычно максимальные значения радиационного баланса наблюдаются в июне—июле и составляют 0,45—0,55 *кал/см²·мин* на севере (62—64° с. ш.) и 0,6—0,7 *кал/см²·мин* на юге (40° с. ш.). Минимальные величины радиационного баланса приходятся на декабрь—январь, когда полуденные значения на севере (Якутск) равны —0,02 *кал/см²·мин*, а на юге (Ташкент) 0,2 *кал/см²·мин*. В летние месяцы ночные величины радиационного баланса мало изме-

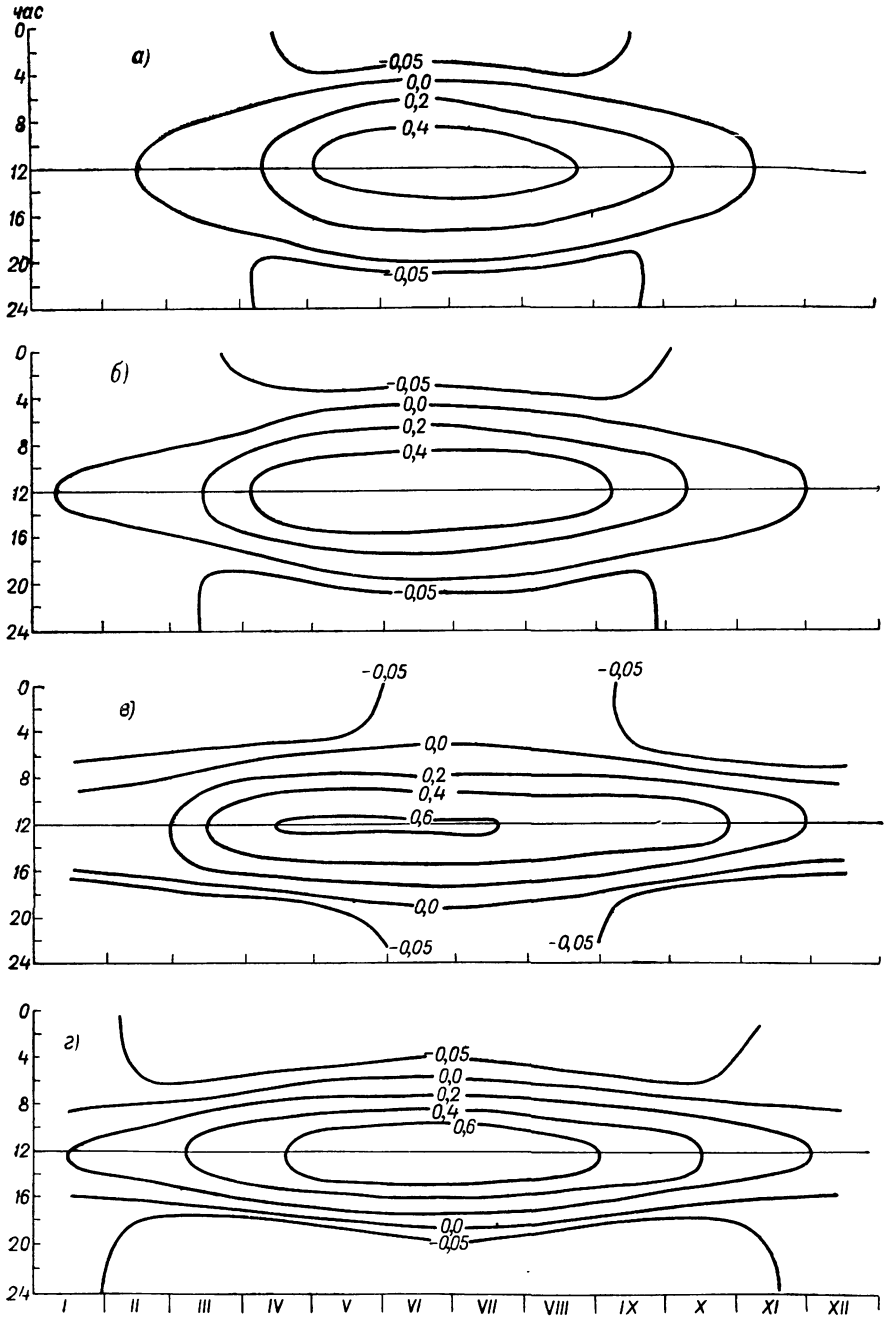


Рис. 167. Изоплеты радиационного баланса (*кал/см² · мин*).
а — Якутск, *б* — Омск, *в* — Владивосток, *г* — Ташкент.

няются на рассматриваемой территории и составляют —0,06, —0,07 *кал/см²·мин*. В зимние месяцы их изменение более существенно, но абсолютные величины очень малы (от —0,02 до —0,05 *кал/см²·мин*).

Исключение из упомянутых закономерностей составляет муссонная область (Владивосток), где максимум радиационного баланса имеет место в апреле—мае, а в сентябре наблюдается небольшой вторичный максимум.

3. Влияние увлажнения. Наблюдения показывают, что значительно изменяется радиационный баланс подстилающих поверхностей при увлажнении последних после дождя или в результате орошения. В табл. 161 приведены данные измерений радиационного баланса на орошаемом хлопковом поле и в полупустыне в июле 1952 г. (для измерений использовались пиргеометр и балансомер Янишевского). Эти результаты получены как средние за восемь серий наблюдений в безоблачные дни. Наблюдения производились в совхозе «Пахта-Арал» (Узбекская ССР).

Таблица 161

Суточный ход радиационного баланса (*кал/см²·мин*) на орошаемом поле и в полупустыне

	Время, *час*									
	0—1	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20—21
Орошаемое хлопковое поле	—0,07	—0,06	0,18	0,62	0,89	0,96	0,87	0,46	0,03	—0,07
Полупустыня	—0,08	—0,06	0,13	0,47	0,66	0,66	0,56	0,30	—0,05	—0,10

Как видно из табл. 161, в ночное время величины радиационного баланса на орошаемом хлопковом поле и в полупустыне примерно одинаковы. Однако в дневное время радиационный баланс орошаемого поля значительно превосходит радиационный баланс полупустыни. В околополуденные часы разность балансов составляет 0,30 *кал/см²·мин*. Оказывается при этом, что почти все это различие определяется неодинаковостью расходной части балансов: вследствие более высокой температуры поверхности полупустыни ее эффективное излучение на 0,25 *кал/см²·мин* превосходит эффективное излучение орошаемого хлопкового поля. Остающиеся 0,05 *кал/см²·мин* характеризуют различие между потоками суммарной радиации, отраженной обеими подстилающими поверхностями (полупустыня, имеющая большее альбедо, чем орошаемое хлопковое поле, от-

ражает радиации на 0,05 *кал/см²·мин* больше). Таким образом, возникающее в результате орошения уменьшение альбедо и температуры подстилающей поверхности способствует значительному увеличению радиационного баланса последней. Этот факт увеличения радиационного баланса орошаемого поля был впервые установлен А. А. Скворцовым.

Результатом понижения температуры орошаемого поля и уменьшения вследствие этого эффективного излучения по сравнению с полупустыней является также более раннее изменение знака радиационного баланса в утренние часы и более позднее в вечерние.

Для детального изучения влияния орошения на радиационный баланс было выполнено значительное число исследований. Данные всех этих работ свидетельствуют о существенном увеличении радиационного баланса в результате орошения. Можно считать, что в условиях умеренного климата радиационный баланс в результате орошения увеличивается в среднем на 20%; для районов степи и лесостепи — на 40%, а в полупустынях Средней Азии — на 60%. Необходимо отметить, однако, что эффект орошения существенным образом зависит от степени развития растительного покрова.

Поскольку изменение радиационного баланса при орошении обусловлено изменением альбедо и уменьшением эффективного излучения вследствие понижения температуры подстилающей поверхности, для расчета изменения радиационного баланса ΔR *кал/см²·мин* может быть использована следующая формула:

$$\Delta R = Q(A - A') + \beta(t_0 - t_0'), \qquad (10.6)$$

где Q — поток суммарной радиации; A и A' — альбедо подстилающей поверхности до и после орошения; t_0 и t_0' — температура подстилающей поверхности до и после орошения; β — коэффициент, равный 0,008.

Используя уравнение (10.6), нетрудно объяснить, почему $\frac{\Delta R}{R}$ увеличивается к югу. Очевидно, это происходит вследствие того, что на юге орошение вызывает значительно более сильное понижение температуры подстилающей поверхности, чем на севере.

Т. В. Кириллова и Н. П. Смирнова показали, что формула (10.6) может быть также использована для расчета разности радиационных балансов водоема и суши в двух близких точках. Такого рода расчеты, а также наблюдения обнаружили, что в летнее время радиационный баланс водоемов $R_в$ превышает радиационный баланс суши $R_с$ $\left(\frac{R_в}{R_г} > 1\right)$, а в холодную поло-

вину года это соотношение изменяется на обратное. Ниже представлены данные наблюдений Т. В. Кирилловой на о. Севан:

Месяц	VII	VIII	IX	X
$\frac{R_в}{R_с}$	1,39	1,36	1,04	0,93

Подобную закономерность можно объяснить тем, что к осени значительно увеличивается альбедо водоема (в связи с уменьшением высоты солнца), а также изменяется на обратный знак разности температур водоем — суша (водоем становится теплее суши и поэтому эффективное излучение для водоема больше, чем для суши).

4. Влияние лесонасаждений. Значительный практический интерес представляет вопрос об изменении радиационного баланса под пологом леса. Очевидно, что под пологом леса будет уменьшаться и приходная (суммарная радиация) и расходная (эффективное излучение) части радиационного баланса. Наблюдения показывают, что летом в дневное время убывание суммарной радиации под пологом леса намного превосходит уменьшение эффективного излучения и поэтому радиационный баланс под пологом леса значительно меньше, чем в поле. К такому выводу приводят, например, наблюдения Т. А. Голубовой в лесных полосах Каменной Степи и Саратовской области.

Таблица 162

Радиационный баланс под пологом леса

Времч, *час*	Радиационный баланс			
	кал/см²·мин		% от баланса в поле	
	точки			
	1	2	1	2
08—09	0,02	—	4	—
10—11	0,06	—	8	—
12—13	0,09	0,21	10	24
14—15	0,03	0,43	4	61
16—17	0,02	0,04	5	10
18—19	0,01	0,02	14	15

В табл. 162 представлены результаты наблюдений Т. А. Голубовой по пиргеометру Янишевского в двух точках лесной полосы в Каменной Степи в июне—июле 1951 г. Как видно, при малых высотах солнца (в утренние или вечерние часы) радиационный баланс под пологом леса составляет в отдельных случаях всего несколько процентов от радиационного баланса в открытом поле. В ночное время радиационный баланс в рассматриваемых случаях был практически равен нулю.

Естественно, что величина радиационного баланса под пологом леса должна существенным образом зависеть от таксационных характеристик последнего и степени развития листвы. Можно указать, например, что, по данным Голубовой, радиационный баланс внутри лесной полосы без листвы в ясный день апреля составляет от 53 до 88% радиационного баланса в открытом поле. Сравнение этих цифр с данными табл. 162 показывает, насколько существенное влияние на радиационный баланс под пологом леса оказывает наличие лиственного покрова.

По данным наблюдений Ю. Л. Раунера и Н. И. Руднева, отношение радиационных балансов над лесом (R) и под пологом леса (R_2, R_3) сильно изменяется в течение суток, а также существенно зависит от фазы вегетации (см. табл. 163, где через R_2, R_3 обозначены величины радиационного баланса под пологом хвойного леса почти без подлеска, полнота 0,9, и на участке с лиственным лесом с разреженным подлеском и первым ярусом, полнота 0,7).

Таблица 163

Изменение радиационного баланса под пологом леса в сравнении с радиационным балансом над лесом

Периоды	$\frac{R \text{ под пологом}}{R \text{ над лесом}}$	Время, *час*									
		4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
Середина вегетации (июль)	$\frac{R_2}{R}$	0,00	0,09	0,05	0,06	0,05	0,06	0,08	0,07	0,00	0,00
	$\frac{R_3}{R}$	0,00	0,17	0,10	0,07	0,16	0,07	0,08	0,11	0,00	0,00
После вегетации (октябрь)	$\frac{R_2}{R}$	0,33	0,33	0,00	0,03	0,04	0,10	—	0,20	0,16	0,33
	$\frac{R_3}{R}$	0,67	0,67	—	0,10	0,15	0,29	—	0,40	0,33	0,33

Из табл. 163 видно, что «просветление» леса после окончания периода вегетации особенно существенно проявляется в утренние и вечерние часы.

Иное соотношение наблюдается в зимнее время между радиационным балансом под пологом леса и в открытом поле при наличии снежного покрова. По данным П. П. Кузьмина на Валдае, в этом случае в зимние месяцы суточный радиационный баланс снежной поверхности под пологом леса может быть положительным, тогда как радиационный баланс открытой снежной поверхности отрицательный.

5. Суммы радиационного баланса. Приведенные выше данные о суточном ходе радиационного баланса показывают, что в теплую половину года дневная положительная сумма радиационного баланса превосходит ночную отрицательную сумму и поэтому суточный радиационный баланс оказывается положительным. В зимнее время года имеет место обратная картина: суточный радиационный баланс отрицательный.

По данным наблюдений З. И. Пивоваровой, в районе Ташкента средний суточный радиационный баланс составляет в конце августа — первой половине сентября 136 *кал/см²*. При этом колебания баланса в отдельные дни весьма значительны. Так, например, максимальная суточная сумма радиационного баланса за период наблюдений составляет 205 *кал/см²*. Эти данные наблюдений относятся к условиям пустыни. В том же районе Ташкента средний суточный радиационный баланс хлопкового поля составляет в июле 454 *кал/см²*, тогда как для полупустыни в то же время найдено значение, равное 270 *кал/см²*. Уменьшение радиационного баланса в условиях пустыни обусловлено большим альбедо песков.

Таблица 164

Среднеширотные суммы радиационного баланса (*ккал/см²*)

Широта, *град*	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
38	1,5	2,7	3,8	6,1	8,4	8,8	8,5	7,8	5,4	3,5	1,7	0,8	59,0
40	0,8	2,0	3,6	5,8	8,3	8,8	8,5	7,6	5,3	3,0	1,3	0,5	55,5
42	0,4	1,3	3,4	5,6	8,2	8,8	8,5	7,5	5,2	22,6	0,8	0,1	52,4
44	0,0	0,8	3,0	5,5	8,1	8,8	8,5	7,3	5,0	2,3	0,5	—0,2	49,6
46	—0,2	0,5	2,7	5,4	8,0	8,8	8,5	7,1	4,7	2,0	0,3	—0,4	47,4
48	—0,4	0,2	2,3	5,3	7,9	8,8	8,5	6,9	4,5	1,8	0,0	—0,5	45,3
50	—0,5	0,0	2,0	5,2	7,8	8,8	8,4	6,7	4,2	1,5	—0,2	—0,7	43,2
52	—0,5	—0,2	1,6	5,1	7,6	8,7	8,3	6,4	3,8	1,1	—0,4	—0,7	40,8
54	—0,6	—0,3	1,2	4,7	7,5	8,5	8,2	6,1	3,4	0,8	—0,5	—0,8	38,2
56	—0,6	—0,4	0,7	4,3	7,4	8,4	8,0	5,8	3,0	0,5	—0,6	—0,8	35,7
58	—0,7	—0,5	0,2	3,7	7,2	8,3	7,9	5,6	2,7	0,3	—0,6	—0,8	33,3
60	—0,8	—0,6	—0,2	3,2	6,9	8,3	7,8	5,4	2,4	0,1	—0,7	—0,8	31,0
62	—0,8	—0,6	—0,4	2,2	6,5	8,2	7,8	5,3	2,1	—0,1	—0,7	—0,9	28,6
64	—0,7	—0,6	—0,4	1,3	6,0	8,2	7,7	5,1	1,9	—0,2	—0,8	—1,0	26,5
66	—0,7	—0,6	—0,4	0,6	5,5	8,2	7,7	4,9	1,6	—0,4	—0,9	—1,0	24,5
68	—0,7	—0,6	—0,4	0,1	5,0	8,3	7,6	4,5	1,3	—0,7	—0,7	—1,0	22,7

Результаты наблюдений в районе Ленинграда дают для летних месяцев суточные суммы радиационного баланса порядка 200 *кал/см²*. Данные табл. 164, составленной группой сотрудников ГГО, позволяют получить представление о наблюдаемых значениях месячных и годовых сумм радиационного баланса.

В годовом ходе месячные суммы радиационного баланса обычно следуют за изменениями суммарной радиации. Однако в районах с устойчивым снежным покровом большое значение приобретает изменение альбедо подстилающей поверхности (особенно в весенний период). На севере рассматриваемой территории отрицательный радиационный баланс наблюдается в течение 5—6 месяцев. Южнее 46° с. ш. на Европейской территории СССР и 43° с. ш. на Азиатской территории СССР радиационный баланс положительный во все месяцы года. В течение всего года суммы радиационного баланса увеличиваются с уменьшением широты.

На рис. 168 изображена карта географического распределения годовых сумм радиационного баланса на территории СССР. Как видно, годовой радиационный баланс везде положителен и изменяется от 20 *кал/см² · год* на севере до 60 *кал/см² · год* на юге. Географическое распределение радиационного баланса является в основном зональным. Слабая тенденция роста радиационного баланса наблюдается, однако, в западных районах. Обратное явление имеет место на востоке рассматриваемой территории.

Большой интерес представляют результаты актинометрических измерений в Арктике и Антарктике, полученные во время МГГ и после. Оказалось, например, что даже для большей части Арктики (за исключением ее центральной части) средний годовой радиационный баланс положителен. По данным Н. Т. Черниговского, в среднем за 10 лет наблюдений на шести станциях годовой радиационный баланс в Центральной Арктике близок к нулю (0,5 *ккал/см² · год*). Расчеты М. С. Маршуновой привели к выводу, что максимальные годовые суммы радиационного баланса наблюдаются на м. Шмидта (11,6 *ккал/см² · год*) и в Чукотском море (14,3 *ккал/см² · год*). Минимальные суммы в центральной части Арктического бассейна изменяются от —2,5 *ккал/см² · год* в западном секторе до —3,5 *ккал/см² · год* в восточном секторе. Более надежное решение вопроса о радиационном режиме Центральной Арктики требует дальнейшего накопления данных наблюдений.

Весьма своеобразен радиационный режим Антарктиды, как это показал анализ результатов наблюдений, осуществленный Н. П. Русиным. Годовой радиационный баланс здесь всюду (за исключением поверхностей, свободных ото льда и снега) отрицателен. Так, например, годовая сумма радиационного баланса

составляет —12,2 *ккал/см²·год* на ст. Комсомольская, от —3,5 до —9,1 *ккал/см²·год* (в разные годы) в Мирном. Там же, где поверхность свободна от снега и льда, годовой радиационный баланс достигает больших положительных значений (более 75 *ккал/см²·год* на ст. Оазис). Таким образом, на основной части территории Антарктиды исключительно большие величины прихода солнечной радиации, отмеченные в главе VIII, не реализуются из-за высокого альбедо подстилающей поверх-

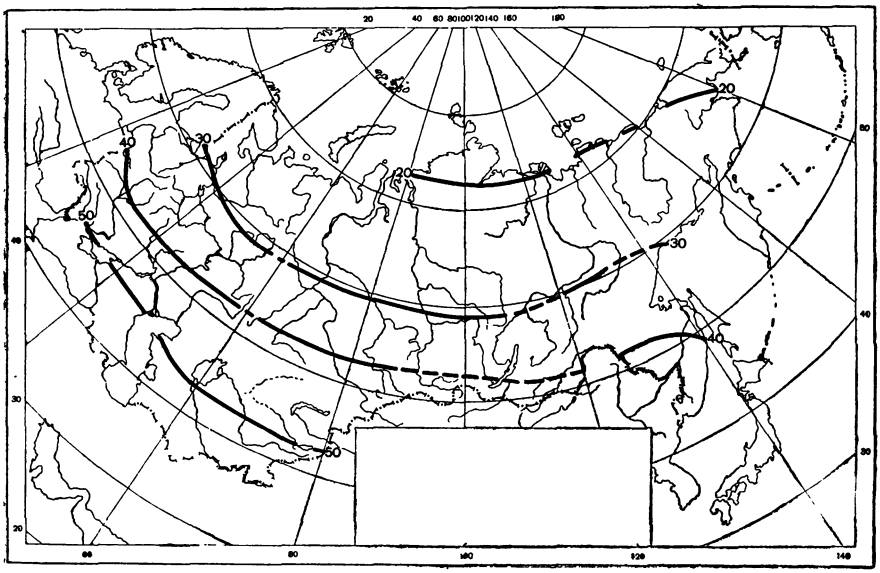


Рис. 168. Географическое распределение годовых сумм радиационного баланса (*ккал/см²*) на территории СССР.

ности и продолжительного периода радиационного выхолаживания во время полярной ночи. В годовом ходе месячные суммы радиационного баланса положительны только в течение 3—4 месяцев в году.

§ 2. Результаты расчетов радиационного баланса подстилающей поверхности

Сравнительная немногочисленность наблюдений радиационного баланса и его составляющих не позволяет получить сведений о суммах радиационного баланса, их временно́й и пространственной изменчивости, базируясь только на использовании материала наблюдений. В связи с этим широкое распространение

получили расчеты составляющих радиационного баланса и радиационного баланса в целом. Методика подобных расчетов сумм прямой солнечной, рассеянной и суммарной радиации, а также эффективного излучения была рассмотрена в главах VI—IX.

Рассмотрим результаты таких расчетов. Все эти расчеты являются, разумеется, приближенными. Однако можно с полной определенностью утверждать (это оправдано и опытами, и косвенными соображениями), что те закономерности, которые выявляются на основе использования рассчитанных величин радиационного баланса, вполне соответствуют действительности.

Наблюдения и расчеты показывают, что, как правило, имеет место простой годовой ход радиационного баланса с максимумом в летние и минимумом в зимние месяцы. Об этом можно судить, например, по данным табл. 165, составленной на основании использования результатов наблюдений составляющих радиационного баланса для района Ленинграда (по данным З. И. Пивоваровой за 1953—1961 гг.).

Таблица 165 показывает, что возрастание радиационного баланса от зимы к лету определяется более быстрым ростом величин поглощенной суммарной радиации по сравнению с эффективным излучением. Несмотря на то что в течение четырех месяцев радиационный баланс в районе Ленинграда отрицателен, в целом за год он имеет положительное значение за счет больших по величине летних положительных сумм баланса.

На рис. 169 приведены кривые годового хода месячных сумм радиационного баланса и его составляющих для ряда пунктов, расположенных в различных климатических зонах, по данным Н. А. Ефимовой. Отсюда видно, что, как правило, в годовом ходе радиационного баланса наблюдается максимум, приходящийся на июнь—июль, и минимум в зимнее время года. С увеличением широты пункта наблюдений происходит сокращение продолжительности того периода, в течение которого радиационный баланс положителен.

Не всегда, однако, радиационный баланс имеет простой годовой ход. В некоторых случаях специфические особенности климатического режима обусловливают аномальный годовой ход радиационного баланса. Так, например, в Бомбее (Индия) наблюдается двойной годовой ход радиационного баланса с максимальными значениями, приходящимися на май и октябрь. Минимальные значения радиационного баланса наблюдаются здесь в декабре и августе. Появление минимума радиационного баланса в летние месяцы обусловлено сильным возрастанием в это время года муссонной облачности, способствующей значитель-

Таблица 165

Годовой ход месячных сумм радиационного баланса (*ккал/см²*) и его составляющих в районе Ленинграда

Месяц	Суммарная радиация	Поглощенная радиация	Эффективное излучение	Радиационный баланс
I	0,4	0,2	0,7	—0,5
II	1,5	0,7	1,0	—0,3
III	4,8	4,6	3,4	1,2
IV	8,1	6,8	2,5	4,3
V	11,9	10,0	3,1	6,9
VI	13,6	11,4	3,5	7,9
VII	12,8	10,6	3,2	7,4
VIII	8,9	7,3	2,4	4,9
IX	5,5	4,4	2,1	2,3
X	2,0	1,6	1,5	0,1
XI	0,6	0,4	0,9	—0,5
XII	0,2	0,1	0,7	—0,6
Год . . .	70,2	58,1	25,0	33,1

ному уменьшению прихода суммарной радиации (такие данные для Владивостока уже приводились в § 1).

Интересные результаты обнаруживаются при сопоставлении величин радиационного баланса и суммарной радиации. На побережье Северного Ледовитого океана (м. Челюскин) годовая сумма радиационного баланса, равная 6,7 *ккал/см²·год*, составляет всего около 10% годового прихода суммарной радиации (63 *ккал/см²·год*). В условиях тундры (Дудинка) доля радиационного баланса (17 *ккал/см²·год*) увеличивается до 23% (суммарная радиация равна 74 *ккал/см²·год*). Еще большее возрастание относительной величины радиационного баланса наблюдается в лесной зоне (Свердловск): 35% (30 и 86 *ккал/см²·год*). Во влажных субтропиках (Батуми) рассматриваемое отношение достигает 50% (64 и 129 *ккал/см²·год*), а в зоне влажных тропических лесов (Парамарибо, Южная Америка) принимает максимальное значение около 60% (94 и 161 *ккал/см²·год*). Основным фактором, определяющим изменение соотношения между радиационным балансом и суммарной радиацией, является альбедо подстилающей поверхности (укажем, например, что на м. Челюскин альбедо равно 61%, а в Парамарибо — 18%.

Соотношение между радиационным балансом и суммарной радиацией является весьма наглядным показателем потенциальных энергетических возможностей того или иного географического района. Так, например, орошение пустыни может увеличить радиационный баланс пустыни на 60—70%. Еще больший эффект может иметь таяние льдов или снега в Арктике.

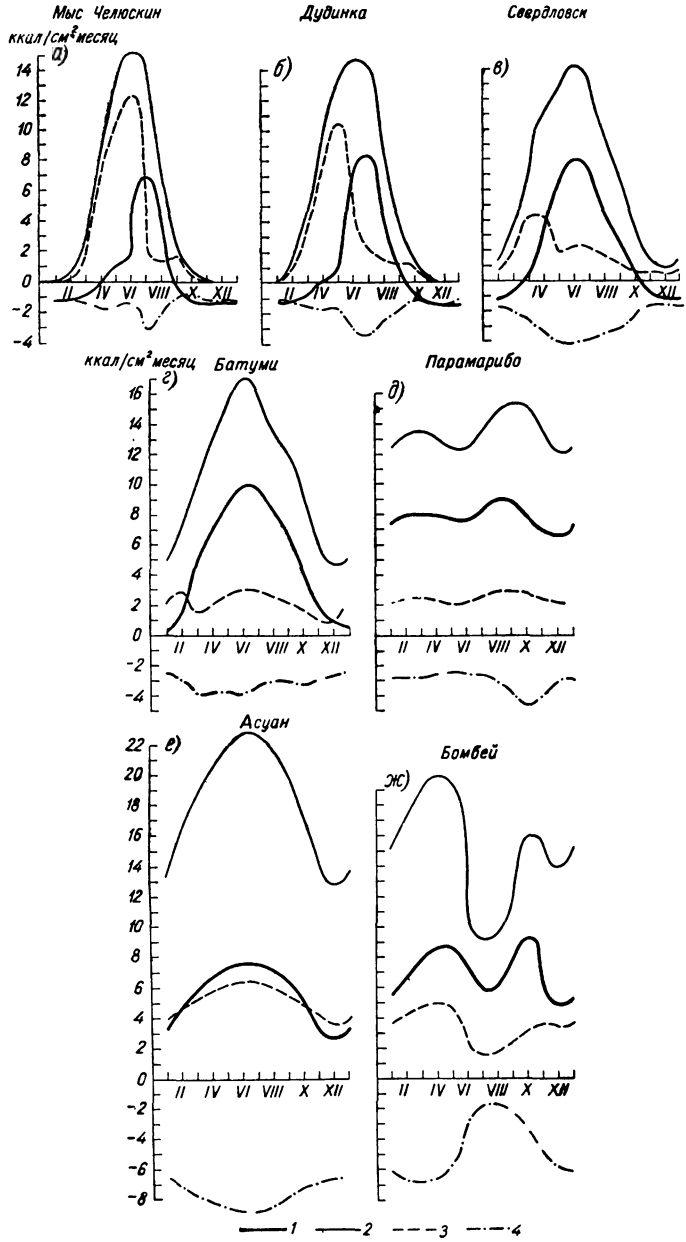


Рис. 169. Годовой ход месячных сумм радиационного баланса и его составляющих в различных климатических зонах.

1 — радиационный баланс, *2* — суммарная радиация, *3* — отраженная радиация, *4* — эффективное излучение.

Рассмотренные выше данные характеризуют годовой ход радиационного баланса в различных пунктах, расположенных на поверхности суши. В табл. 166 приведены результаты расчетов радиационного баланса Атлантического океана и Белого моря, выполненных М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенок, а также А. Ф. Шишко.

Таблица 166

Годовой ход месячных сумм радиационного баланса (*ккал/см²·месяц*) Белого моря и Атлантического океана

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X
Белое море . . .	—3,2	—2,2	—0,8	1,6	5,6	6,9	5,7	3,2	1,2	—1,3
Атлантический океан (40° с. ш., 40° в. д) . . .	—0,5	1,6	4,6	6,6	9,2	9,7	10,2	9,1	6,9	3,0

Естественно, что общий характер годового хода радиационного баланса моря получается таким же, как и для суши (максимум в июне—июле и минимум в январе—декабре).

Охарактеризовав кратко особенности годового хода радиационного баланса подстилающей поверхности, рассмотрим далее закономерности географической изменчивости радиационного баланса. Одной из характерных особенностей географического распределения сумм радиационного баланса является сравнительно малая широтная изменчивость летом и зимой и весьма значительная в переходные сезоны. Иллюстрацией к этому выводу может служить табл. 167, заимствованная из «Курса климатологии» Б. П. Алисова, О. А. Дроздова и Е. С. Рубинштейн.

Если максимальное различие зимних сумм радиационного баланса на рассматриваемой территории составляет 1,7 *ккал/см²*, то весной соответствующая разность равна 16,3 *ккал/см²*. Существенно при этом, что зимой и летом не наблюдается закономерного изменения радиационного баланса в зависимости от широты, тогда как в переходные сезоны, особенно весной, имеет место отчетливое возрастание баланса к югу. Поэтому годовые суммы радиационного баланса также закономерно возрастают с уменьшением широты.

Данные табл. 167 относятся к сравнительно ограниченной территории. Расчеты радиационного баланса для более обширных территорий показывают, что в этом случае зимние суммы радиационного баланса значительно изменяются в зависимости от широты. Так, например, по данным Ф. Зауберера и И. Дирм-

хирн, суточные суммы радиационного баланса океанов в северном полушарии в декабре изменяются от —120 *кал/см²* на широте 60° до 260—300 *кал/см²* около экватора.

Таблица 167

Сезонные и годовые суммы радиационного баланса (*ккал/см²*) для различных пунктов СССР

Пункт	Широта	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
Усть-Цильма	65°27′	—7,0	0,8	23,1	—1,7	15,2
Сыктывкар	61 40	—7,4	3,6	25,5	—1,7	20,0
Москва	55 45	—6,1	8,1	21,3	1,2	24,5
Киев	50 24	—6,9	11,2	23,7	2,4	30,4
Ростов-на-Дону . . .	47 15	—5,7	14,5	25,7	5,6	40,1
Гурьев	46 01	—6,8	17,1	24,5	3,2	38,0
Амплитуда изменений		1,7	16,3	4,4	7,3	24,9

В табл. 168 представлены результаты выполненных М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенок расчетов среднего широтного распределения годовых сумм радиационного баланса поверхности суши, океанов и всей поверхности земного шара.

Таблица 168

Среднее широтное распределение годовых сумм радиационного баланса (*ккал/см² · год*) поверхности суши, океанов и всего земного шара

Широта, *град*	Океан	Суша	Весь земной шар	Широта, *град*	Океан	Суша	Весь земной шар
60—50 С	34	23	28	10—20	107	69	99
50—40	54	38	46	20—30	94	62	87
40—30	78	56	69	30—40	73	55	71
30—20	100	64	86	40—50	53	39	53
20—10	110	74	101	50—60	31	26	31
10—0	107	79	101				
0—10 Ю	107	75	99	Земля в целом	77	46	68

Как видно, амплитуда широтного хода радиационного баланса океанов значительно больше, чем поверхности суши. В приэкваториальных и умеренных широтах радиационный баланс океанов превосходит радиационный баланс суши. Очевидно,

что причиной этого является малое альбедо и более низкая температура водных поверхностей. Годовой радиационный баланс поверхности земного шара везде положителен и значительно возрастает в направлении к экватору.

Таблица 168 характеризует среднее широтное распределение годовых сумм радиационного баланса. Однако очевидно, что годовые суммы радиационного баланса в действительности изменяются в зависимости не только от широты, но и от долготы. Рассмотрим поэтому закономерности географического распределения годовых сумм радиационного баланса по территории земного шара.

За последние годы усилиями советских исследователей впервые выполнены расчеты географического распределения радиационного баланса для обширных территорий и земного шара в целом.

М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд и Н. А. Ефимовой построены карты географического распределения средних месячных и годовых сумм радиационного баланса для всей территории земного шара.

На рис. 170 изображена составленная Н. А. Ефимовой карта, характеризующая географическое распределение средних годовых сумм радиационного баланса для поверхности земного шара. Анализ этой карты показывает, что изменение радиационного баланса при переходе с суши на море происходит скачкообразно, что выражается в разрыве изолиний вблизи береговой черты. Это обусловлено резким изменением альбедо подстилающей поверхности: ввиду значительно меньших, чем для суши, величин альбедо поверхности океанов радиационный баланс последних, как правило, превышает радиационный баланс суши.

Рисунок 170, так же как и табл. 168, вновь показывает, что годовой радиационный баланс положителен на всей территории земного шара и изменяется от значений, близких к нулю, в Центральной Арктике и 10 *ккал/см²·год* вблизи границы вечных льдов до 80—95 *ккал/см²·год* в тропических широтах. Это не означает, однако, что годовые суммы радиационного баланса вообще не могут быть отрицательными. Как уже отмечалось в § 1, отрицательные годовые суммы радиационного баланса могут, по-видимому, наблюдаться в районах с постоянным или очень продолжительным ледяным или снежным покровом, т. е. в некоторых арктических или антарктических районах.

Распределение радиационного баланса в холодной и умеренной зонах земного шара является приближенно зональным (и летом и зимой подстилающая поверхность сравнительно однородна здесь на больших площадях). В засушливых районах суши (Сахара, пустыни Средней Азии и др.) наблюдаются значительно пониженные величины радиационного баланса, что

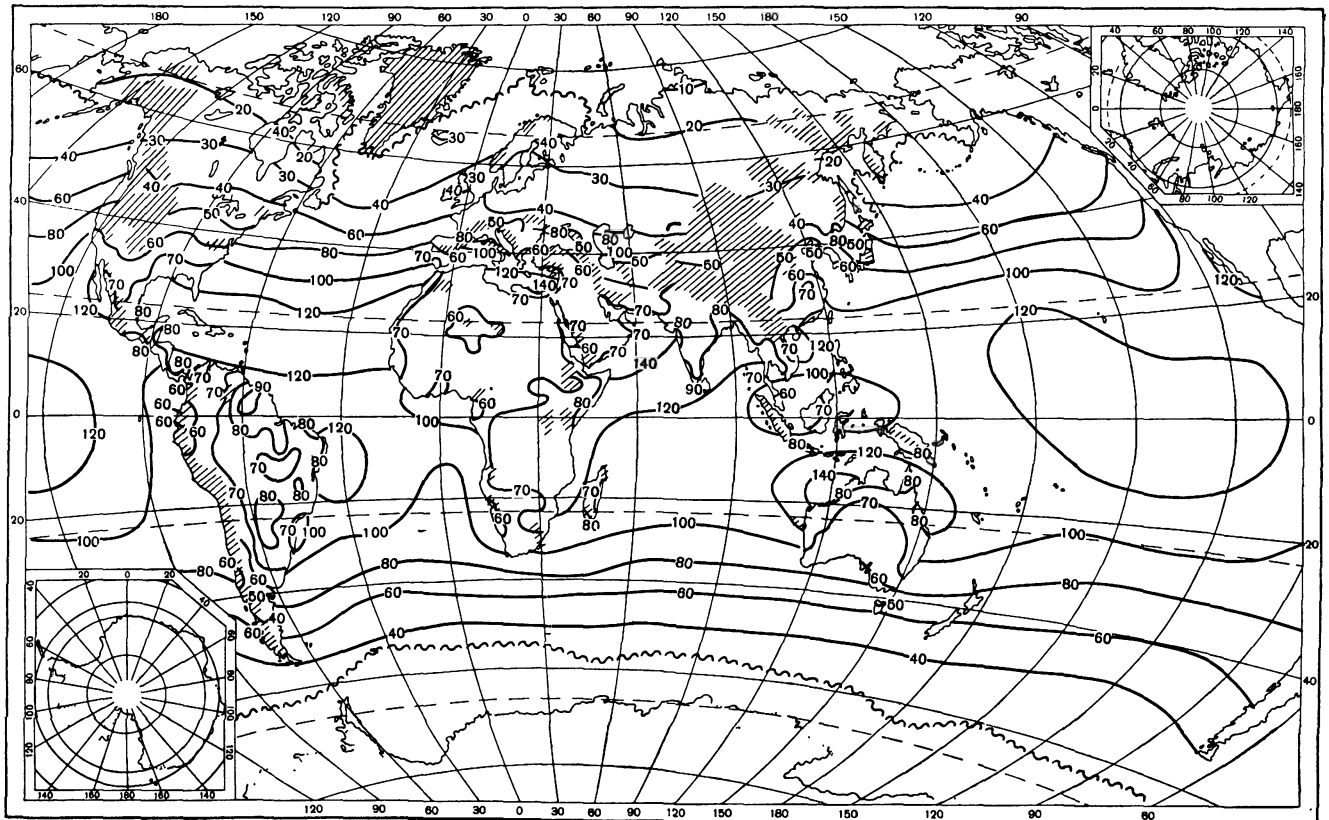


Рис. 170. Географическое распределение годовых сумм радиационного баланса (*ккал/см²*) на поверхности земного шара.

объясняется большим альбедо пустынь и значительным расходом тепла на излучение вследствие высокой температуры поверхности пустынь. Пониженные значения радиационного баланса имеют место также в муссонных районах и обусловлены повышенной облачностью в теплое время года.

Наибольшие значения радиационного баланса на поверхности земли (более 140 *ккал/см²·год*) наблюдаются в двух районах Индийского океана: восточнее Аравийского полуострова и северо-западнее Австралии. На суше максимальный радиационный баланс, составляющий около 85—95 *ккал/см²·год*, наблюдается в малооблачных, но достаточно увлажненных районах саванн и вечнозеленых тропических лесов.

Анализ месячных карт географического распределения радиационного баланса приводит к следующим выводам.

В январе радиационный баланс отрицателен к северу от круга 45—47° с. ш. и положителен на всей остальной территории земли (исключая Антарктиду). При этом отрицательный радиационный баланс на суше меньше по абсолютной величине (не более 1 *ккал/см²·месяц*), чем на океанах (до 4 *ккал/см²·месяц*), ввиду того, что поверхность океанов имеет более высокую температуру и расходует большее количество тепла на излучение. К югу от 40° с. ш. положительный радиационный баланс возрастает вплоть до экватора, достигая здесь величины около 8—12 *ккал/см²·месяц*. К югу от экватора радиационный баланс на океанах и на суше изменяется сравнительно мало, составляя на океанах 8—12 *ккал/см²·месяц*, а на суше 6—8 *ккал/см²·месяц*.

В январе и июле для умеренных широт северного полушария характерна значительная однородность полей радиационного баланса (именно это обстоятельство определяет формирование здесь континентальных воздушных масс). В тропиках и экваториальной зоне летнее распределение радиационного баланса является, наоборот, довольно «пестрым», что в первую очередь отражает неоднородность географического распределения облачности. Нулевая изолиния баланса проходит в июле около 45—47° ю. ш.

По данным Ф. Зауберера и И. Дирмхирн, в июне наблюдаются наиболее сильные отклонения географического распределения радиационного баланса океанов от зонального распределения. Так, например, в центре Тихого океана имеет место резко выраженный минимум радиационного баланса (240 *кал/см²·сутки*), а в районе возникновения Гольфстрима — отчетливый максимум (около 400 *кал/см²·сутки*). Основные особенности географического распределения радиационного баланса океанов в летнее время определяются условиями облачности.

Нулевая изолиния радиационного баланса в марте проходит по территории Евразии с северо-запада на юго-восток через

районы юга Скандинавского полуострова, Литовской ССР и Белорусской ССР, Северной Украины, Саратовской области и Северного Казахстана, а на востоке примерно по 48° с. ш. На континенте Северной Америки нулевая изолиния проходит в области нижнего течения реки Св. Лаврентия, а в западной части поднимается к северу вплоть до 55° с. ш.

§ 3. Радиационный баланс склонов

Рассмотренные в § 1 и 2 результаты позволяют охарактеризовать закономерности радиационного баланса горизонтальных подстилающих поверхностей. Однако для практики сельского хозяйства и ряда других важных приложений необходимо располагать сведениями о радиационном балансе наклонных поверхностей. В связи с этим важное значение приобретает решение вопроса о закономерностях радиационного баланса склонов. К сожалению, вопрос этот изучен совершенно недостаточно, хотя проделана значительная работа по исследованию закономерностей прихода к склонам прямой солнечной и рассеянной радиации и эффективного излучения склонов. Основные результаты, касающиеся прихода к склонам коротковолновой радиации, описаны в главах V и VIII. Вопрос об эффективном излучении склонов был разобран в § 7 главы IX. Рассмотрим теперь некоторые данные о величинах радиационного баланса склонов бархана, полученные Б. А. Айзенштатом путем теоретических расчетов, основанных на использовании следующих соображений.

Напишем уравнение радиационного баланса склона $R_с$. Это уравнение может быть представлено следующим образом:

$$R_с = S_с + D_с + r'_с - r_с + \delta G_с + \delta G_{отр.,\,с} + \delta U'_{п.\,п} - U_с, \qquad (10.7)$$

где $S_с$, $D_с$ — потоки прямой солнечной и рассеянной радиации на поверхность склона; $r_с'$ — поток коротковолновой радиации, отраженной горизонтальной поверхностью перед склоном на поверхность склона; $r_с$ — поток коротковолновой радиации, отраженной от поверхности склона; $G_с$ — поток противоизлучения атмосферы на поверхность склона; $G_{отр.,с}$ — поток противоизлучения, отраженного горизонтальной поверхностью перед склоном на поверхность склона; $U'_{п.\,п}$ — поток теплового излучения горизонтальной поверхности перед склоном на поверхности склона; $U_с$ — поток теплового излучения склона.

Входящая в уравнение (10.7) величина $S_с$ может быть рассчитана по известной формуле

$$S_с = S_m \left[\cos h_\odot \sin \alpha \cos (A - a) + \sin h_\odot \cos \alpha\right], \qquad (10.8)$$

где S_m — поток солнечной радиации на перпендикулярную к лучам поверхность, $h_\odot$ — высота солнца, α — угол наклона склона, A — азимут солнца, a — азимут склона.

В рассматриваемом случае склонов бархана принято, что для склона осыпания $a=135°$, $\alpha=33°$, а для наветренного склона $A=315°$, $\alpha=16°$.

Если принять, что рассеянная радиация и радиация, отраженная от горизонтальной поверхности перед склоном, а также тепловое излучение атмосферы и горизонтальной поверхности перед склоном изотропны, и считать температуру и оптические свойства поверхности склона и горизонтальной поверхности перед склоном одинаковыми, то нетрудно получить следующие формулы для составляющих радиационного баланса склонов (см. главу VIII):

$$D_c = D\cos^2\frac{\alpha}{2},$$

$$r'_c = r\sin^2\frac{\alpha}{2},$$

$$G_c = G_0\cos^2\frac{\alpha}{2},$$

$$G_{отр.,\,c} = (1-\delta)G_0\sin^2\frac{\alpha}{2},$$

$$U'_{п.\,п} = U_{п.\,п.}\sin^2\frac{\alpha}{2}.$$

Здесь D, r, G_0, $U_{п.\,п}$ — потоки рассеянной, отраженной радиации, противоизлучения атмосферы и теплового излучения для горизонтальной поверхности. Все эти величины могут быть непосредственно измерены.

Очевидна также далее справедливость таких формул:

$$r_c = A\,(S_c + D_c + r'_c),$$
$$U_c = \delta\sigma T_c^4,$$

где A — альбедо склона, T_c — температура поверхности склона.

Используя приведенные формулы, Б. А. Айзенштат рассчитал величины составляющих радиационного баланса склонов и радиационный баланс в целом по данным актинометрических наблюдений над горизонтальным участком вершины бархана 22 августа 1949 г. Результаты этих расчетов представлены в табл. 169. Разумеется, результаты расчетов Айзенштата следует рассматривать как весьма приближенные из-за тех ограничений, которые положены в основу вывода расчетных формул. Однако даже такие приближенные расчеты обнаруживают целый ряд интересных особенностей радиационного баланса склонов.

Рассмотрение данных табл. 169 показывает, что наиболее существенное различие между составляющими радиационного ба-

Таблица 169

Радиационный баланс (*кал/см²·мин*) склонов бархана и горизонтального участка на вершине бархана

Радиационный баланс и его компоненты	Время, *час*												
	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
S_1	0,000	0,125	0,355	0,585	0,785	0,955	1,050	0,090	0,990	0,840	0,690	0,470	0,080
S	0,090	0,330	0,600	0,850	1,045	1,210	1,230	1,185	1,000	0,775	0,560	0,310	0,030
S_2	0,365	0,645	0,940	1,165	1,305	1,350	1,275	1,090	0,780	0,455	0,170	0,000	0,000
D_1	0,050	0,085	0,110	0,120	0,125	0,135	0,130	0,140	0,160	0,175	0,140	0,095	0,065
D	0,050	0,085	0,110	0,120	0,125	0,140	0,135	0,145	0,165	0,180	0,145	0,095	0,065
D_2	0,045	0,080	0,100	0,110	0,115	0,130	0,125	0,135	0,150	0,165	0,135	0,085	0,060
r'_1	0,000	0,000	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,000	0,000
r'_2	0,005	0,010	0,015	0,020	0,025	0,025	0,025	0,025	0,025	0,020	0,015	0,010	0,000
r_1	0,010	0,050	0,015	0,170	0,220	0,265	0,285	0,295	0,275	0,245	0,200	0,135	0,035
r	0,035	0,100	0,170	0,220	0,280	0,325	0,325	0,320	0,280	0,230	0,170	0,100	0,025
r_2	0,100	0,175	0,250	0,310	0,345	0,360	0,340	0,300	0,230	0,155	0,075	0,025	0,015
$\delta G_{c,\ 1}$	0,390	0,395	0,470	0,515	0,565	0,535	0,560	0,600	0,560	0,500	0,475	0,455	0,465
δG_0	0,400	0,405	0,480	0,525	0,575	0,545	0,570	0,610	0,570	0,510	0,485	0,465	0,475
$\delta G_{c,\ 2}$	0,370	0,370	0,440	0,485	0,530	0,500	0,525	0,560	0,525	0,470	0,445	0,430	0,435
$\delta G_{отр,\ 1}$	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
$\delta G_{отр,\ 2}$	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005
$\delta U'_{п.\ п,\ 1}$	0,010	0,010	0,010	0,015	0,015	0,015	0,015	0,015	0,015	0,015	0,015	0,010	0,010
$\delta U'_{п.\ п,\ 2}$	0,040	0,045	0,050	0,055	0,060	0,060	0,060	0,060	0,055	0,055	0,055	0,050	0,050
$U_{c,\ 1}$	0,540	0,585	0,635	0,685	0,740	0,790	0,840	0,860	0,845	0,805	0,760	0,720	0,685
U	0,545	0,595	0,670	0,735	0,800	0,820	0,845	0,840	0,780	0,770	0,750	0,710	0,660
$U_{c,\ 2}$	0,560	0,640	0,730	0,830	0,925	0,995	1,025	1,005	0,980	0,870	0,758	0,695	0,640
R_1	—0,100	—0,020	0,200	0,385	0,535	0,590	0,635	0,695	0,610	0,485	0,395	0,175	—0,100
R	—0,040	0,125	0,350	0,540	0,665	0,750	0,765	0,780	0,675	0,465	0,270	0,060	—0,115
R_2	0,170	0,340	0,570	0,700	0,770	0,715	0,650	0,570	0,330	0,145	—0,035	—0,140	—0,105

Примечание. Индексом «1» обозначены величины, относящиеся к наветренному склону, индексом «2» — к склону осыпания, без индекса — к вершине бархана.

ланса склонов и вершины бархана имеет место для прямой солнечной радиации и теплового излучения подстилающей поверхности (см. величины S_c и U_c). Все остальные составляющие баланса отличаются значительно меньше. Это означает, что особенности радиационного баланса склонов по сравнению с тем, что имеет место для горизонтальной поверхности, в первую очередь определяются различиями в приходе прямой солнечной радиации и величинах собственного теплового излучения склонов и горизонтальных поверхностей. Совершенно очевидно, что различие собственного теплового излучения определяется неодинаковостью температур поверхностей склона и горизонтальной поверхности.

Данные табл. 169 позволяют также проанализировать особенности дневного хода радиационного баланса склонов. Если дневной ход радиационного баланса на вершине бархана примерно симметричен относительно полудня, то для обоих склонов бархана наблюдается значительная асимметрия дневного хода баланса. Максимум радиационного баланса на склоне осыпания, обращенном на юго-восток, наступает раньше полудня (около 10 *час*), а на наветренном склоне — после полудня (около 13 *час*). Нетрудно понять, что более ранее наступление максимума радиационного баланса на наветренном склоне объясняется тем, что к полудню очень сильно повышается температура этого склона, ориентированного в сторону солнца, а следовательно, значительно возрастает потеря тепла на излучение.

Поскольку крутизна наветренного склона и склона осыпания различна, то табл. 169 позволяет далее оценить влияние крутизны на особенности радиационного баланса склонов. Можно видеть, например, что радиационный баланс более крутого склона осыпания в большей степени отличается от радиационного баланса вершины бархана, чем в случае наветренного склона.

М. П. Чижевская осуществила измерения радиационного баланса на северном и южном склонах крутизной 12—17° близ Ленинграда (Воейково). По данным этих наблюдений, весной и осенью в ясные дни радиационный баланс южного склона на 15% больше, чем северного. Летом это различие уменьшается до 5—7%.

Б. А. Айзенштат выполнил аналогичные измерения на северном, южном, восточном и западном склонах перевала Кумбель (Туркестанский хребет), углы наклона которых соответственно 33, 31, 31, и 23°, а также на горизонтальном участке гребня перевала. Были обнаружены значительные различия в значениях радиационного баланса склонов различной ориентации, обусловленные главным образом различиями в тепловом излучении поверхностей склонов. Если на южном склоне радиационный ба-

ланс достигает 1,01 *кал/см²·мин*, то на северном он не превосходит в среднем 0,36 *кал/см²·мин*. Очень существенна асимметрия суточного хода радиационного баланса на восточном и западном склонах. Так, например, в 8 *час* для восточного склона $R_c = 0{,}76$ *кал/см²·мин*, тогда как на западном $R_c = 0$. Для южного склона дневная сумма радиационного баланса в 3 раза, а суточная в 7,5 раза больше, чем для северного склона. Дневная сумма радиационного баланса западного склона несколько больше, чем восточного, так как последний имеет днем более высокую температуру, а следовательно, более интенсивное радиационное выхолаживание.

Автором и М. П. Федоровой для исследования закономерностей изменения радиационного баланса были выполнены дневные измерения радиационного баланса зачерненной поверхности различных ориентаций при безоблачном небе с помощью обдуваемого пиргеометра Янишевского. По данным этих измерений построены кривые зависимости $\frac{R_c}{R_г}$ — отношений радиационных балансов склона и горизонтальной поверхности от угла наклона и ориентации по странам света при различных высотах солнца. Некоторые из результатов представлены на рис. 171 и 172.

Как видно из приведенных рисунков, с увеличением высоты солнца над горизонтом зависимость отношения $\frac{R_c}{R_г}$ от азимута поверхности становится менее существенной.

Для склонов, обращенных к солнцу, наблюдается максимум величины $\frac{R_c}{R_г}$ при значении угла наклона α порядка $90° — h_\odot$; этот максимум наиболее отчетливо выражен при малых высотах солнца.

Кривые $\frac{R_c}{R_г}$ для склонов, обращенных в сторону, противоположную солнцу, имеют минимум, причем для некоторых значений α радиационный баланс склона оказывается при не слишком больших высотах солнца отрицательным. По мере увеличения угла наклона склона радиационный баланс переходит через нуль при таких значениях угла наклона, когда прямая солнечная радиация не попадает на поверхность склона ($\alpha \geqslant h_\odot$). Крутые склоны ($\alpha > 50°$), обращенные от солнца, имеют положительный баланс, по-видимому, за счет роста потока отраженной радиации на склон и уменьшения эффективного излучения. Для склонов с азимутом 90 и 270° по отношению к солнцу наблюдается монотонное убывание величин $\frac{R_c}{R_г}$ с увеличением угла наклона (восточные и западные склоны на рис. 172).

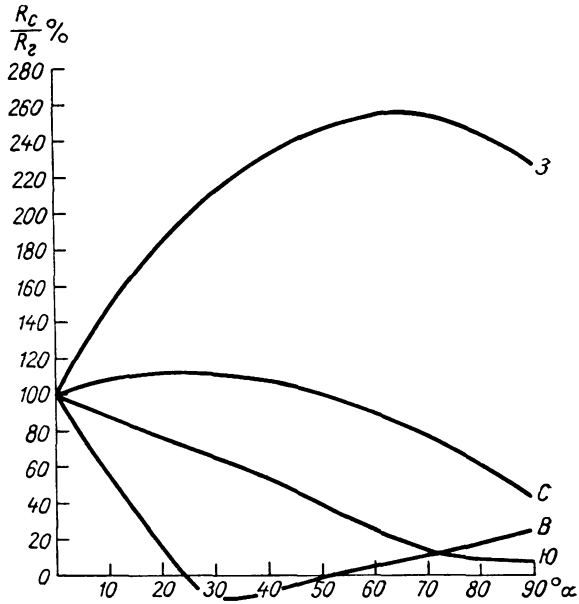


Рис. 171. Зависимость величины относительного радиационного баланса склона $\frac{R_c}{R_г}$ от угла наклона склона α и его ориентации. 20 июля 1956 г., $h_\odot = 27°$, $\psi = 268°$, 16 *час* 53 *мин*, ясно, ветер юго-восточный, $v = 1$ *м/сек*.

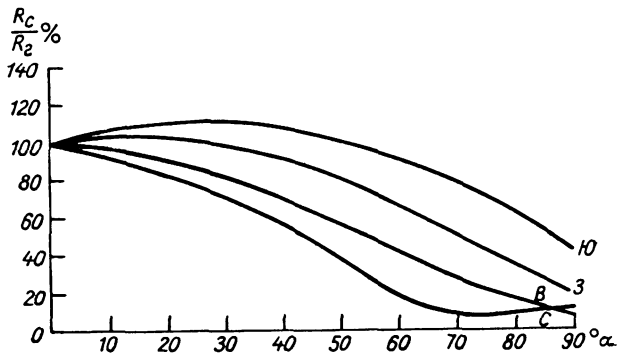


Рис. 172. Зависимость величины относительного радиационного баланса склона $\frac{R_c}{R_г}$ от угла наклона склона α и его ориентации. 20 июня 1956 г., $h_\odot = 66°$, $\psi_\odot = 199°$, 12 *час* 32 *мин*, ясно, ветер юго-восточный, $v = 1$ *м/сек*.

Интересно отметить, что при малых и средних высотах солнца склоны, обращенные к солнцу, имеют радиационный баланс, значительно превышающий радиационный баланс горизонтальной поверхности. Однако при больших высотах солнца (рис. 172), когда угол падения солнечной радиации очень велик, поверхность любой ориентации имеет либо практически такой же, либо

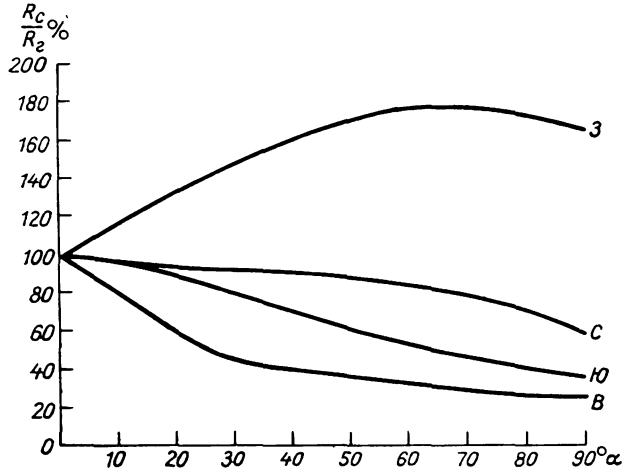


Рис. 173. Зависимость величины относительного радиационного баланса склона $\frac{R_c}{R_г}$ от угла наклона склона α и его ориентации. 16 июня 1956 г., $h_\odot = 28°$, $\psi_\odot = 269°$, 16 *час* 49 *мин*, перистая облачность 10 баллов, ветер юго-восточный, $v = 1$ *м/сек*.

меньший (в большинстве случаев) радиационный баланс, чем горизонтальная поверхность.

На рис. 173 приведены результаты измерений радиационного баланса при сплошной перистой облачности. Как видно из сопоставления рис. 171 и 173, азимутальная зависимость радиационного баланса при перистой облачности сказывается в меньшей степени, чем при ясном небе. Интересно также, что на рис. 173 совершенно отсутствует зона отрицательного радиационного баланса, что, по-видимому, связано с увеличением прихода рассеянной радиации и уменьшением эффективного излучения, обусловленным влиянием облачности.

Важные исследования радиационного баланса склонов выполнены Е. П. Рябовой.

Приведенные выше данные представляют собой лишь ориентировочные сведения, позволяющие иллюстрировать некоторые

закономерности радиационного баланса склонов. Следует подчеркнуть, что крайне необходимы экспериментальные исследования радиационного баланса склонов, а также усовершенствование методов расчета составляющих радиационного баланса склонов.

§ 4. Радиационный и тепловой балансы атмосферы и системы земная поверхность — атмосфера

Лишь в самое последнее время осуществлены первые измерения величин радиационного баланса атмосферы и системы земная поверхность — атмосфера (соответствующие результаты изложены в монографии автора «Метеорологические спутники», Гидрометеоиздат, Л., 1963). Поэтому для определения этих величин использовались различные способы их теоретического расчета. Далее будут рассмотрены некоторые результаты таких расчетов.

1. Радиационный и тепловой балансы атмосферы. В уравнении (10.2), определяющем радиационный баланс атмосферы, содержатся три составляющие: эффективное излучение F_0, уходящее излучение F_∞ и поглощенная атмосферой солнечная радиация q'. Расчеты показывают, что величина поглощенной атмосферой солнечной радиации сравнительно невелика. Поэтому радиационный баланс атмосферы определяется в основном притоком теплового излучения $F_0 — F_\infty$. Нетрудно понять, что всегда $F_0 < F_\infty$ и, следовательно, радиационный баланс атмосферы всегда отрицателен. Такой результат является следствием того, что атмосфера поглощает только тепловое излучение земной поверхности (и в значительно меньшем количестве солнечную радиацию), а излучает как в сторону земной поверхности, так и в мировое пространство.

Радиационный баланс. Ф. Мёллер исследовал закономерности годового хода радиационного баланса атмосферы в различных климатических зонах и нашел, что максимальные абсолютные значения баланса всегда имели место в ноябре и составляли 250—300 *кал/см²·сутки*. Минимальные значения наблюдались в период с мая по июль и изменялись от 140 до 190 *кал/см²·сутки*. В табл. 170, составленной Мёллером, приведены для сравнения результаты расчетов среднегодовых величин радиационного баланса атмосферы и его составляющих для различных широтных зон, выполненных разными авторами.

Это сравнение показывает, что данные последних расчетов согласуются вполне удовлетворительно, тогда как ранее полученные величины радиационного баланса являются либо заниженными (Баур и Филиппс), либо завышенными (Хотон).

Наиболее полные расчеты составляющих теплового баланса атмосферы осуществлены Т. Г. Берлянд и К. Я. Винниковым. В табл. 171 приведены данные, характеризующие среднеширот-

Таблица 170

Сравнение результатов радиационного баланса (*кал/см² · сутки*) атмосферы и его составляющих

	30—50° с. ш.	40—60° с. ш.	60—90° с. ш.
	Баур и Филиппс (1934)		
q'	90	82	81
$F_\infty - F_0$	217	233	227
$\|R_a\|$	127	151	146
	Хотон (1954)		
q'	121	99	59
$F_\infty - F_0$	359	333	287
$\|R_a\|$	238	234	228
	Лондон (1957)		
q'	96	83	65
$F_\infty - F_0$	305	280	230
$\|R_a\|$	209	197	165
	Мёллер (1959)		
q'	92	79	55
$F_\infty - F_0$	300	291	262
$\|R_a\|$	208	212	207

Таблица 171

Составляющие теплового баланса атмосферы (*ккал/см² · год*)

Широта, *град*	$\|R_a\|$	P	Lr	c	Щирота, *град*	$\|R_a\|$	P	Lr	c
70—60 С	70	9	29	—32	0—10 Ю	74	8	94	28
60—50	60	13	45	—2	10—20	76	11	77	12
50—40	60	17	46	3	20—30	74	15	53	—6
40—30	69	23	45	—1	30—40	71	11	57	—3
30—20	82	24	44	—14	40—50	64	9	63	8
20—10	83	15	72	4	50—60	57	8	61	12
10—0	76	9	119	52	Земля в целом	72	13	59	0

ное распределение годовых сумм компонент теплового баланса для различных широтных поясов. Здесь, как и раньше, через P обозначены величины турбулентной теплоотдачи от подстилающей поверхности к атмосфере; через Lr — приход тепла за счет

конденсации, через c — адвективный перенос тепла, обусловленный горизонтальными движениями в атмосфере.

Как видно из табл. 171, радиационный баланс атмосферы мало изменяется с широтой.

Т. Г. Берлянд построила месячные (для четырех сезонов) и годовую карты географического распределения радиационного

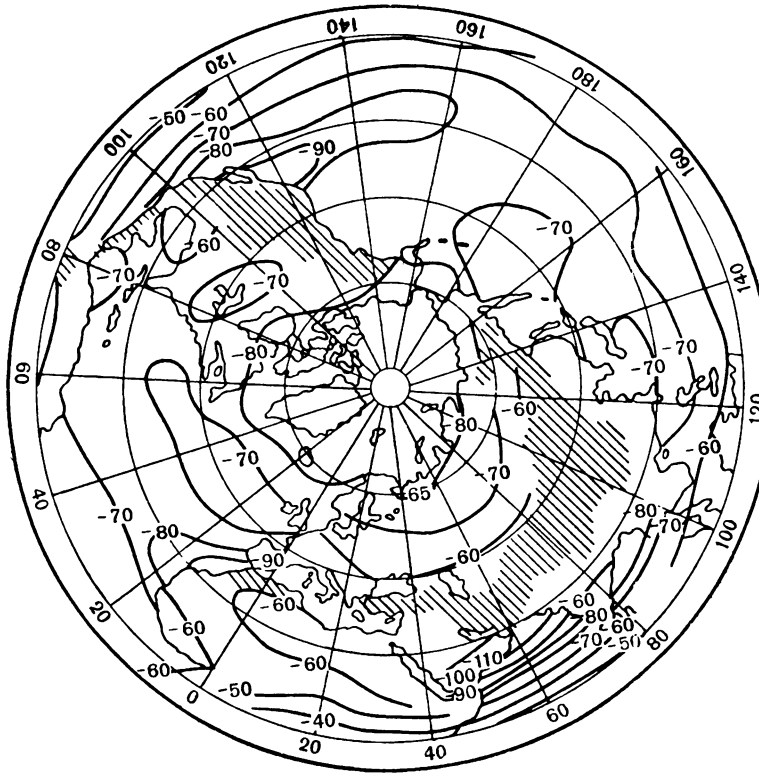


Рис. 174. Географическое распределение годовых сумм радиационного баланса атмосферы (*ккал/см²*).

баланса атмосферы для северного полушария. Анализ этих карт также указывает на сравнительно малую пространственную изменчивость радиационного баланса. Особенно сильно «размыто» поле радиационного баланса летом, так как летом широтные изменения поглощенной солнечной радиации и уходящего излучения (величины баланса) составляют около 4—6 *ккал/см² · месяц*. В декабре наблюдается более значительное изменение радиационного баланса (от —10 *ккал/см² · месяц* в высоких широтах до —4 *ккал/см² · месяц* в низких). Годовой радиационный баланс (рис. 174) также обладает заметной географической изменчивостью.

Аналогичные результаты получены и для всей территории земного шара. Годовые суммы радиационного баланса изменяются по всему земному шару примерно от —40 до —100 *ккал/см²·год*. Наименьшие (по абсолютной величине) суммы радиационного баланса имеют место летом в умеренных и высоких широтах, где атмосфера поглощает большое количество солнечной радиации.

Значительное количество исследований посвящено расчетам радиационного и теплового балансов отдельных слоев атмосферы.

Радиационные потоки в свободной атмосфере. В связи с изучением теплообмена, обусловленного переносом излучения в атмосфере, за последние годы получили также сравнительно широкое распространение экспериментальные исследования потоков радиации в свободной атмосфере с помощью самолетов, аэростатов и актинометрических радиозондов.

Несколько лет тому назад в Ленинградском государственном университете был впервые осуществлен и испытан комплекс автоматической аэростатной измерительной и регистрирующей аппаратуры, позволяющей измерять радиационный баланс и его составляющие в дневное время, а также основные метеорологические характеристики, определяющие поле излучения.

Для измерений радиационного баланса и его составляющих были применены несколько модифицированные и специально исследованные в термобарокамере стандартные термоэлектрические актинометрические приборы. Запись всех составляющих радиационного баланса и метеорологических элементов производилась на шлейфном осциллографе. Данные измерений позволили построить детальные вертикальные профили радиационных потоков и метеорологических элементов.

В результате проведенных запусков комплекса автоматической аппаратуры получено 11 вертикальных профилей радиационного баланса и его составляющих в дневное время в средних широтах. Два подъема были проведены осенью (14 ноября 1961 г. и 22 ноября 1962 г.). Девять подъемов относятся к летнему времени 1961—1962 гг. Все полеты осуществлены в околополуденные часы.

На рис. 175 изображены вертикальные распределения потока прямой солнечной радиации по данным всех упомянутых зондирований. Как видно из рисунка, наиболее существенные изменения прямой солнечной радиации происходят в нижних слоях атмосферы, где падающий поток радиации значительно ослабляется за счет большой концентрации аэрозоля и наличия облачности. Выше 12 *км* изменения потока прямой солнечной радиации незначительны. Летом поток прямой солнечной радиации на этих высотах изменяется от полета к полету в пределах 1,79—1,83 *кал/см²·мин*. Такие вариации прямой солнечной

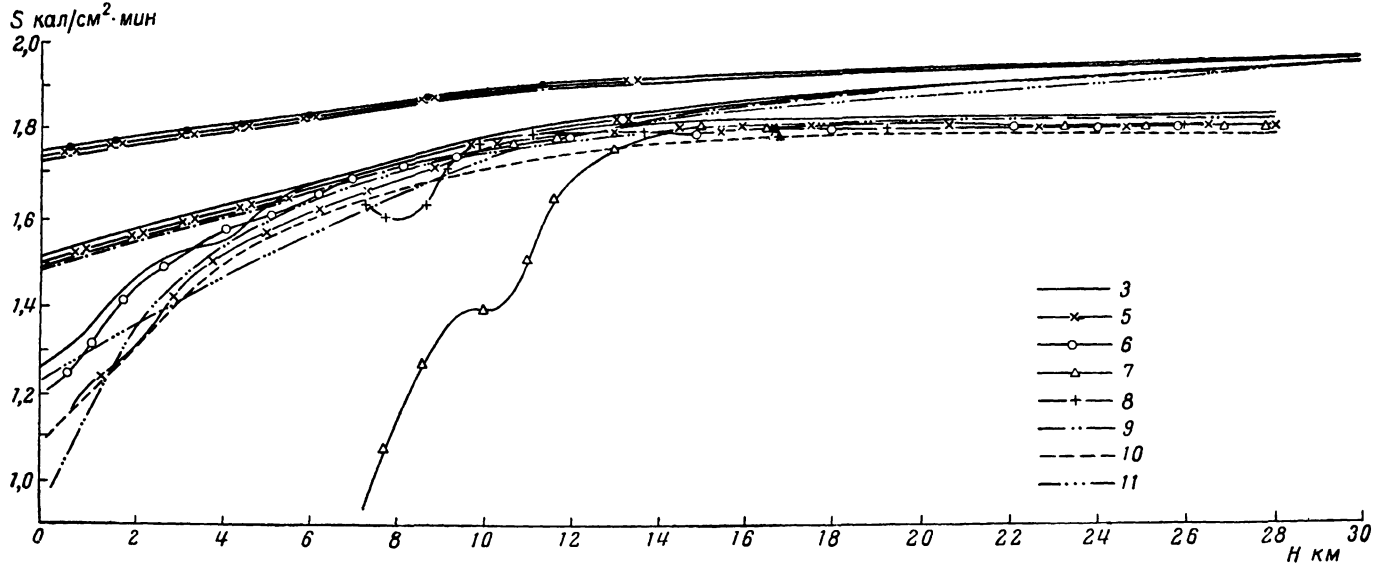


Рис. 175. Вертикальные профили прямой солнечной радиации.

3 — полет № 3, 25 мая 1962 г.; *5* — № 5, 5 июня 1962 г.,; *6* — № 6, 12 июня 1962 г.; *7* — № 7, 22 июня 1962 г., облачность; *8* — № 8, 4 июля 1962 г., облачность; *9* — № 9, 7 июля 1962 г ; *10* — № 10, 12 июля 1962 г.; *11* — № 11, 22 ноября 1962 г.

радиации в слое 18—28 *км* объясняются изменением солнечной постоянной в зависимости от расстояния между Землей и Солнцем, особенностями стратификации стратосферы, а также в небольшой степени случайными ошибками измерений.

Осенью (кривая *11*) изменение потока прямой солнечной радиации с высотой происходит более плавно, чем в большинстве случаев летом. На высоте 28 *км* поток прямой солнечной радиации составляет 1,92 *кал/см²·мин*. Увеличение осенью прямой солнечной радиации по сравнению с летом можно объяснить влиянием уменьшения расстояния от Земли до Солнца.

Величина потока прямой солнечной радиации, приведенная к среднему расстоянию между Землей и Солнцем, изменяется на уровне потолка зондирований от 1,85 до 1,89 *кал/см²·мин*. Верхние кривые на рис. 175 характеризуют вертикальный профиль потока прямой солнечной радиации, рассчитанный с учетом ослабления радиации только вследствие релеевского рассеяния и поглощения озоном. Сопоставление этих кривых со всеми остальными дает представление о роли поглощения водяным паром и аэрозольного ослабления солнечной радиации.

Суммарная радиация, как и прямая солнечная, наиболее существенно изменяется в нижних слоях атмосферы (рис. 176). Выше 12 *км* изменения менее значительны, но вплоть до потолка зондирований имеет место рост потока суммарной радиации. Этот рост может быть объяснен отчасти увеличением высоты солнца за время полета аппаратуры, отчасти подсветкой приборов за счет рассеянной радиации от аэростата.

От лета к осени приход суммарной радиации уменьшается почти в три раза, что отчетливо выявляется разделением кривых рис. 176 на две группы.

Два осенних полета (кривые *2* и *11*) проведены в ноябре 1961 и 1962 гг. Оба зондирования дали близкие значения потоков суммарной радиации, хотя в одном случае (1961 г.) земная поверхность была покрыта снегом, а в другом снежный покров отсутствовал.

Наличие высоко-кучевой и кучевой облачности с просветами (кривые *7*, *8*) вызывает значительные колебания потока суммарной радиации в зависимости от высоты.

Поток суммарной радиации изменяется на уровне потолка зондирований летом от 1,36 до 1,58 *кал/см²·мин*, осенью от 0,57 до 0,64 *кал/см²·мин*.

Особенности вертикальных профилей потоков отраженной коротковолновой радиации определяются степенью горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности и атмосферы. Потоки отраженной радиации довольно значительно изменяются от полета к полету, а в некоторых случаях и в течение полета. Это связано с большой горизонтальной неоднородностью подстилающей поверхности и в особенности атмосферы (при на-

личии облаков). Так, например, при прохождении аппаратуры над плотными облачными слоями поток отраженной коротковолновой радиации может составлять около 0,60 *кал/см²·мин*, в то время как в начале полета, когда облачность отсутствовала, он был равен 0,22 *кал/см²·мин*. Резко увеличивает поток отраженной коротковолновой радиации наличие снежного покрова. Поток отраженной коротковолновой радиации в слое 10—22 *км*, измеренный 14 ноября 1961 г., когда подстилающая поверхность

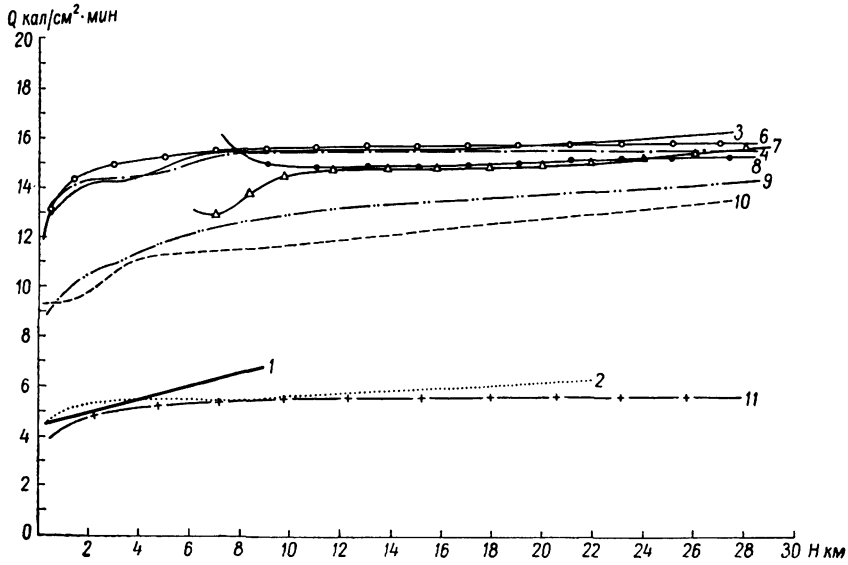


Рис. 176. Вертикальные профили суммарной радиации.

1 — полет № 1, 7 июня 1961 г.; *2* — № 2, 14 ноября 1961 г.; *3* — № 3, 25 мая 1962 г.; *4* — № 4, 30 мая 1962 г.; *6* — № 6, 12 июня 1962 г.; *7* — № 7, 22 июня 1962 г.; *8* — № 8, 4 июля 1962 г.; *9* — № 9, 7 июля 1962 г.; *10* — № 10, 12 июля 1962 г.; *11* — № 11, 22 ноября 1962 г.

была покрыта снегом, оказался на всех высотах почти в три раза больше, чем 22 ноября 1962 г., когда снежный покров отсутствовал.

Поток отраженной коротковолновой радиации в летнее время года изменяется в верхней точке зондирования от 0,24 до 0,56 *кал/см²·мин*. На рис. 177 представлены вертикальные профили альбедо. В вертикальном ходе альбедо резко проявляется горизонтальная неоднородность подстилающей поверхности и атмосферы. При безоблачном небе альбедо изменяется с высотой очень незначительно или остается практически постоянным (кривые *3*, *9*, *10*, *11*). Ото дня ко дню в летнее время года в ясную погоду альбедо изменяется от 18 до 21%. Облачность резко изменяет вертикальное распределение альбедо во всем слое зон-

дирования: кучевая облачность может увеличить альбедо до 35—40% (кривые *6*, *7*). Альбедо сильно увеличивается при наличии снежного покрова. Ровный снежный покров 14 ноября 1961 г. увеличил альбедо до 65—70%, в то время как величина альбедо 22 ноября 1962 г., когда полет проходил над темной влажной поверхностью, составляла 20—22%.

Летом (при ясной погоде) альбедо изменяется в верхней точке зондирования от 15 до 35%.

Отраженная коротковолновая радиация вносит существенный вклад в вертикальное распределение коротковолнового радиационного баланса. Величины коротковолнового баланса значительно изменяются от полета к полету за счет довольно существенных изменений потока отраженной коротковолновой радиа-

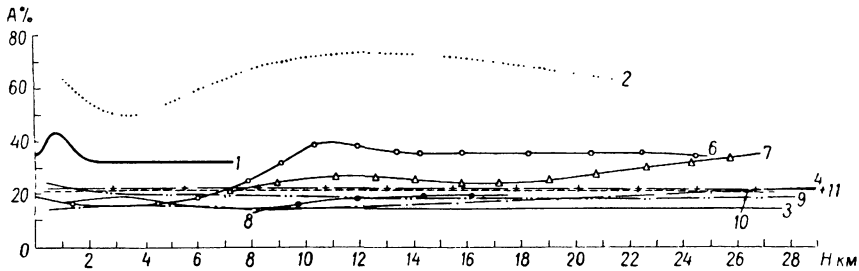


Рис. 177. Распределение альбедо по высоте.
Усл. обозначения см. рис. 175 и 176.

ции или из-за влияния аэрозольного слоя, ослабляющего нисходящий поток радиации.

Величина коротковолнового баланса изменяется от полета к полету в летнее время года в верхней точке зондирования от 0,01 до 1,39 *кал/см²·мин*, а в осеннее время года от 0,24 до 0,44 *кал/см²·мин*.

Полный радиационный баланс, как и коротковолновый баланс, существенно изменяется в зависимости от степени горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности и атмосферы.

Летом полный радиационный баланс значительно колеблется от полета к полету: различие может составлять около 0,60 *кал/см²·мин*. Осенью это различие резко уменьшается и составляет около 0,05 *кал/см²·мин*. Радиационный баланс сильно изменяется в слое 0—12 *км* (рис. 178), а выше остается практически постоянным, что характеризует состояние атмосферы, близкое к лучистому равновесию, или слегка уменьшается за счет роста отраженной радиации от плотного облачного покрова.

Во время зондирований в условиях переменной облачности радиационный баланс сильно изменяется при прохождении аппаратуры через облака. Величина радиационного баланса может значительно уменьшаться, а затем резко возрастать до 0,76 *кал/см²·мин* (кривые 7, 8, рис. 178). В слое 12—29 *км* в облачные дни величины полного радиационного баланса вблизи потолка зондирований изменяются от 0,145 до 0,99 *кал/см²·мин*.

Анализ полученных результатов показал, что радиационный баланс и его составляющие наиболее резко изменяются в нижних слоях атмосферы, где сильнее всего проявляется влияние

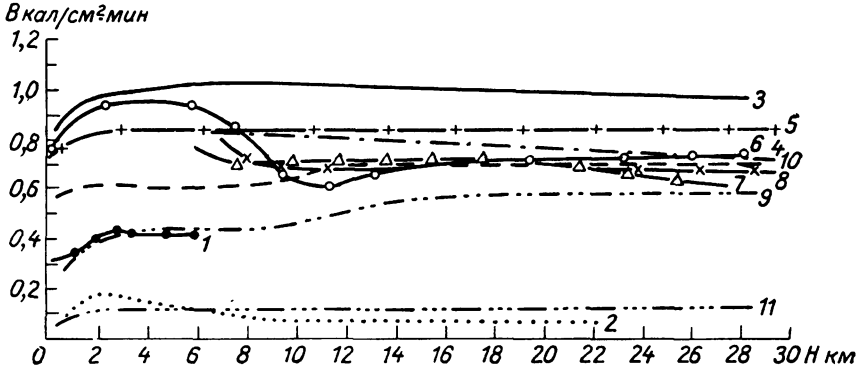


Рис. 178. Вертикальные профили полного радиационного баланса.
Усл. обозначения см рис 175 и 176.

аэрозольной дымки, неоднородности подстилающей поверхности и наличия облачности. Летом этот слой распространяется до высот порядка 11—12 *км*, осенью — до 8—9 *км*. Выше этих уровней изменения радиационного баланса и его составляющих не выходят за пределы точности измерений.

Наиболее характерная особенность вертикального профиля радиационного баланса состоит в том, что изменения радиационного баланса с высотой значительно меньше соответствующих изменений компонент радиационного баланса. Существенно при этом, что, хотя радиационный баланс (лучистый приток тепла) для атмосферы в целом, как правило, отрицателен (рис. 178), в атмосфере в дневное время очень часто наблюдаются зоны радиационного нагревания.

Тепловой баланс. Таблица 171 показывает, что отрицательный радиационный баланс атмосферы компенсируется за счет тепла конденсации и турбулентной теплоотдачи от подстилающей поверхности к атмосфере. Однако, как правило, эта компенсация является неполной (см. последнюю графу табл. 171, где

отрицательный знак адвективного члена означает необходимость дополнительного подвода тепла). Основным источником тепла являются приэкваториальные (±20°) широты. Избыток тепла, удаляемый посредством адвекции, наблюдается также в умеренных широтах южного полушария.

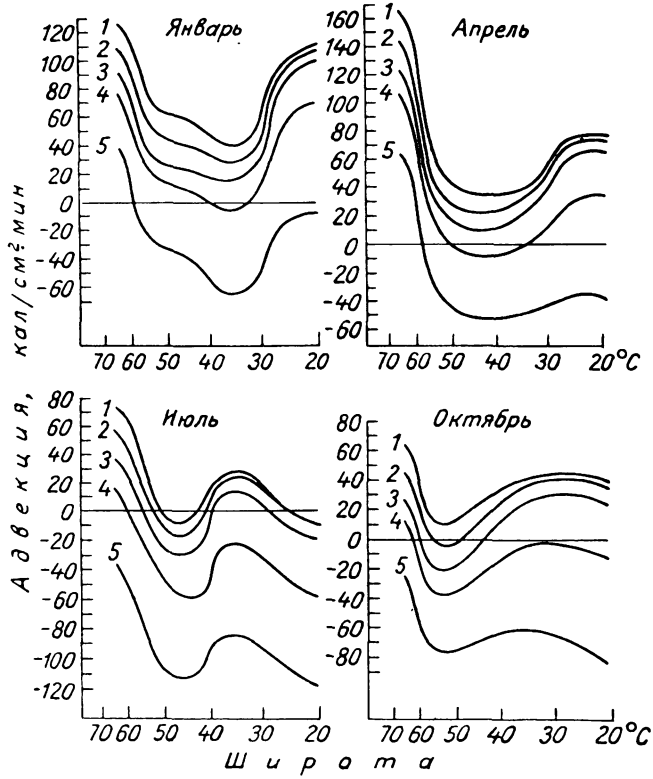


Рис. 179. Меридиональное распределение адвективной составляющей уравнения теплового баланса атмосферы. *1*) 1010 — 25 *мб*, *2*) 1010 — 110 *мб*, *3*) 1010 — 200 *мб*, *4*) 1010 — 300 *мб*, *5*) 1010 — 500 *мб*.

По данным Т. Г. Берлянд, сезонные особенности перераспределения тепла за счет адвекции характеризуются тем, что летом адвективный перенос тепла выражен слабо. При этом наличие обширных зон избытка тепла свидетельствует о необходимости переноса тепла из летнего северного полушария в зимнее южное. В зимнее время источниками тепла являются низкие широты и акватории океанов.

На рис. 179 изображены полученные П. А. Дэвисом кривые широтного распределения величин адвективного члена тепло-

вого баланса для различных слоев атмосферы (здесь положительный знак означает необходимость дополнительного подвода тепла).

Как показывает этот рисунок, нижняя половина тропосферы (слой 1010—50 *мб*) на рассматриваемых широтах почти всегда является зоной избыточного тепла, тогда как для всей толщи атмосферы наблюдается дефицит тепла. Несколько неожиданна необходимость значительного адвективного переноса тепла для компенсации дефицита тепла, наблюдаемого в приэкваториальной зоне (около 20° с. ш.). Это означает, что к югу от 20° с. ш. все кривые *1* рис. 179 должны круто опускаться ниже оси абсцисс.

Обсудив основные сведения, касающиеся теплового баланса атмосферы, перейдем к рассмотрению наиболее существенных закономерностей теплового баланса системы земная поверхность — атмосфера.

2. Радиационный и тепловой балансы системы земная поверхность — атмосфера. Радиационный баланс системы земная поверхность — атмосфера R_s складывается из приходной части, определяемой величиной поглощенной прямой солнечной и рассеянной радиации $Q_0\,(1-A_s)$, и расходной части, определяемой уходящим излучением F_∞. Расчеты и наблюдения показывают, что радиационный баланс системы земная поверхность — атмосфера может быть как положительным, так и отрицательным. В годовом ходе радиационный баланс системы земная поверхность — атмосфера в умеренных широтах положителен в течение летних месяцев и отрицателен все остальное время года.

В табл. 172 приведены результаты расчетов К. Я. Винникова, отражающие особенности широтной и сезонной изменчивости радиационного баланса.

Таблица 172

Среднее широтное распределение величин радиационного баланса (*ккал/см²*) системы земная поверхность — атмосфера

Широта, *град*	Январь	Июль	Год	Широта, *град*	Январь	Июль	Год
70—60 С	—10,0	3,9	—49	0—10 Ю	3,4	1,0	31
60—50	—8,7	4,4	—30	10—20	4,9	—1,0	28
50—40	—6,8	4,9	—12	20—30	6,1	—3,0	20
40—30	—4,7	4,8	4,0	30—40	6,8	—5,3	9,0
30—20	—2,6	4,0	14	40—50	6,7	—7,3	—8,0
20—10	—0,5	3,2	23	50—60	—	—	—29
10—0	1,5	2,4	29				

Отсюда видно, что в среднем за год переход от положительных к отрицательным значениям радиационного баланса (при движении к северу) происходит вблизи широты 40°. Интересный

вывод из данных табл. 172 состоит в том, что радиационный баланс *южного полушария больше*, чем северного.

Поскольку не обнаружено никаких заметных изменений теплового режима земного шара в целом, то отсюда вытекает, что средний годовой радиационный баланс (тождественный тепловому балансу) системы земная поверхность — атмосфера должен быть равен нулю. К такому выводу приводят, в частности, результаты расчетов Д. Лондона, приведенные в табл. 173.

Таблица 173

Среднегодовое широтное распределение радиационного баланса (*кал/см*^{2} . *мин*) системы земная поверхность — атмосфера и его составляющих

Составляющие радиационного баланса	Широтная зона, *град* с. ш.				
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50
Поглощенная солнечная радиация	0,403	0,409	0,387	0,341	0,276
Уходящее излучение	0,347	0,354	0,353	0,327	0,306
Радиационный баланс . . .	0,056	0,055	0,034	0,014	—0,030

Составляющие радиационного баланса	Широтная зона, *град* с. ш.				
	50—60	60—70	70—80	80—90	Среднее
Поглощенная солнечная радиация	0,224	0,169	0,122	0,106	0,324
Уходящее излучение	0,287	0,270	0,253	0,245	0,324
Радиационный баланс . . .	—0,063	—0,101	—0,131	—0,139	0,000

Эта таблица дает представление о соотношении составляющих радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера.

В табл. 174 воспроизведены результаты осуществленных Т. Г. Берлянд расчетов среднеширотного хода месячных величин радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера и его составляющих.

Сравнение данных табл. 173 и 174 обнаруживает удовлетворительное согласование результатов различных расчетов.

Д. Лондон осуществил также расчеты осредненных для всего северного полушария сезонных и годовых величин радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера и его составляющих (табл. 175).

Таблица 174

Среднеширотный ход месячных величин радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера и его составляющих (*ккал/см²*)

Широта, *град* с. ш.	$Q_0(1-A_s)$	F_∞	R_s	$Q_0(1-A_s)$	F_∞	R_s
	Июнь			Декабрь		
70	15,4	12,9	2,5	0,0	11,4	—11,4
60	17,2	13,4	3,8	0,7	11,7	—11,0
50	18,3	13,6	4,7	2,6	12,3	—9,7
40	19,0	14,1	4,9	5,7	13,1	—7,4
30	19,1	14,6	4,5	9,6	14,3	—4,7
20	18,5	14,2	4,3	12,8	14,8	—2,0
10	17,2	13,3	3,9	15,5	14,1	1,4
0	15,5	12,7	2,8	16,9	13,1	3,8

Таблица 175 позволяет проанализировать соотношение между различными составляющими радиационного баланса. Как видно из таблицы, в приходную часть радиационного баланса основной вклад вносит поглощение коротковолновой радиации земной поверхностью. Значительно меньшая доля радиации поглощается атмосферой и еще меньшая — облаками. В соответствии с этим наибольшие потери коротковолновой радиации обусловлены ее рассеянием в мировое пространство облаками и атмосферой. Все компоненты поглощенной (соответственно отраженной) радиации имеют годовой ход. Так, например, поток радиации, рассеянной облаками и атмосферой, максимален летом, что определяется максимумом внезапной инсоляции в это время года и увеличением степени облачности. Что касается отражения радиации земной поверхностью, то оно максимально весной. Хотя максимум альбедо имеет место зимой, минимум инсоляции в это время приводит к тому, что отраженная радиация достигает максимума лишь весной, когда значительно увеличивается инсоляция и на большей части полушария еще сохраняется снежный покров.

Потери тепла системы земная поверхность — атмосфера в первую очередь определяются тепловым излучением тропосферы, вносящим главный вклад в уходящее излучение. Излучение земной поверхности (в окнах прозрачности атмосферы) составляет менее 10% уходящего излучения, а тепловое излучение стратосферы в мировое пространство вносит еще меньший вклад, не превышая 3—6% уходящего излучения. Обращает на себя внимание очень малая сезонная изменчивость как уходящего излучения, так и его составляющих. Среднее для северного полушария уходящее излучение равно 0,324 *кал/см² · мин*, что соответствует эффективной температуре —22° С. Отклонения

Таблица 175

Сезонное распределение радиационного баланса северного полушария и его составляющих (*кал/см²·мин*) при средних условиях облачности

Составляющие радиационного баланса	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
I. Приходящая коротковолновая радиация					
1. Инсоляция на верхней атмосфере	0,348	0,580	0,645	0,424	0,500
2. Поглощение радиации в атмосфере:					
озоном	0,011	0,016	0,019	0,010	0,014
водяным паром и пылью	0,044	0,067	0,092	0,057	0,065
облаками	0,005	0,010	0,011	0,007	0,008
общее поглощение	0,060	0,093	0,122	0,074	0,087
3. Отражение и рассеяние радиации в мировое пространство:					
атмосферой	0,023	0,037	0,048	0,028	0,034
облаками	0,078	0,141	0,162	0,103	0,121
земной поверхностью	0,015	0,029	0,024	0,018	0,021
общее отражение	0,116	0,207	0,234	0,149	0,176
4. Поглощение радиации земной поверхностью:					
прямой солнечной	0,085	0,142	0,129	0,091	0,112
пропущенной облаками	0,045	0,091	0,090	0,064	0,072
рассеянной	0,043	0,050	0,070	0,048	0,053
общее поглощение	0,173	0,283	0,289	0,203	0,237
II. Длинноволновая радиация					
1. Эффективное излучение земной поверхности:					
тепловое излучение земной поверхности	0,530	0,564	0,614	0,581	0,572
противоизлучение атмосферы	0,439	0,473	0,523	0,494	0,482
эффективное излучение	0,091	0,091	0,091	0,087	0,090
2. Тепловое излучение тропосферы:					
тепловое излучение, поглощенное тропосферой	0,501	0,535	0,588	0,555	0,545
собственное тепловое излучение тропосферы	0,716	0,749	0,817	0,778	0,765
баланс длинноволновой радиации тропосферы	0,215	0,214	0,229	0,223	0,220
3. Тепловое излучение в мировое пространство:					
земной поверхности (в окнах прозрачности)	0,029	0,029	0,026	0,026	0,027
тропосферы	0,277	0,276	0,294	0,283	0,283
стратосферы	0,011	0,016	0,019	0,010	0,014
общее уходящее излучение	0,317	0,321	0,339	0,319	0,324

сезонных значений уходящего излучения от среднегодового не превышают 2—5%. Малая изменчивость вклада излучения земной поверхности объясняется взаимно компенсирующимися эффектами увеличения температуры земной поверхности от зимы к лету, с одной стороны, и возрастанием степени облачности, а также уменьшением прозрачности атмосферы в результате увеличения общего содержания водяного пара, с другой стороны. Важно отметить, однако, что вывод о малой изменчивости уходящего излучения справедлив только применительно к величинам уходящего излучения, осредненным по всему северному полушарию.

Как видно из табл. 175, радиационный баланс системы земная поверхность — атмосфера, осредненный по всему северному полушарию, положителен весной и летом и отрицателен осенью и зимой. Максимальная величина радиационного баланса летом составляет 0,072 *кал/см²·мин*, а минимальное значение зимой равно 0,084 *кал/см²·мин*.

К. Я. Винников построил месячные (для всех месяцев) и годовую карты географического распределения радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера. Наиболее характерная черта географического распределения радиационного баланса — близость его к зональному, что свидетельствует о ведущей роли астрономических факторов радиационного режима. Наиболее значительные нарушения зональности имеют место в районах пустынь. Отчетливо проявляется в поле радиационного баланса в виде разрыва изолиний неоднородность подстилающей поверхности на линии раздела океан—суша.

Радиационный баланс системы земная поверхность — атмосфера положителен в течение всего года только в узкой приэкваториальной зоне (±10° широты). На всей остальной территории знак радиационного баланса изменяется дважды в течение года. Около трех месяцев в году (летом) радиационный баланс на всей поверхности каждого из полушарий положителен. Зона отрицательного баланса возникает вблизи полюсов летом и затем постепенно распространяется к югу, находясь в течение пяти месяцев южнее тридцатых параллелей. Весной начинается процесс отступления нулевой изолинии радиационного баланса к северу. Как видно из рис. 180, на котором изображена карта географического распределения годовых сумм радиационного баланса, максимальные положительные величины баланса составляют 40 *ккал/см²·год*, а отрицательные достигают —60 *ккал/см²·год*.

3. Общая схема теплового баланса земного шара. Рассмотрим в заключение составленную М. И. Будыко схему годового теплового баланса Земли, выраженного в абсолютных единицах (рис. 181). Согласно этим данным, величины поглощенной солнечной радиации (и соответственно уходящего излучения) со-

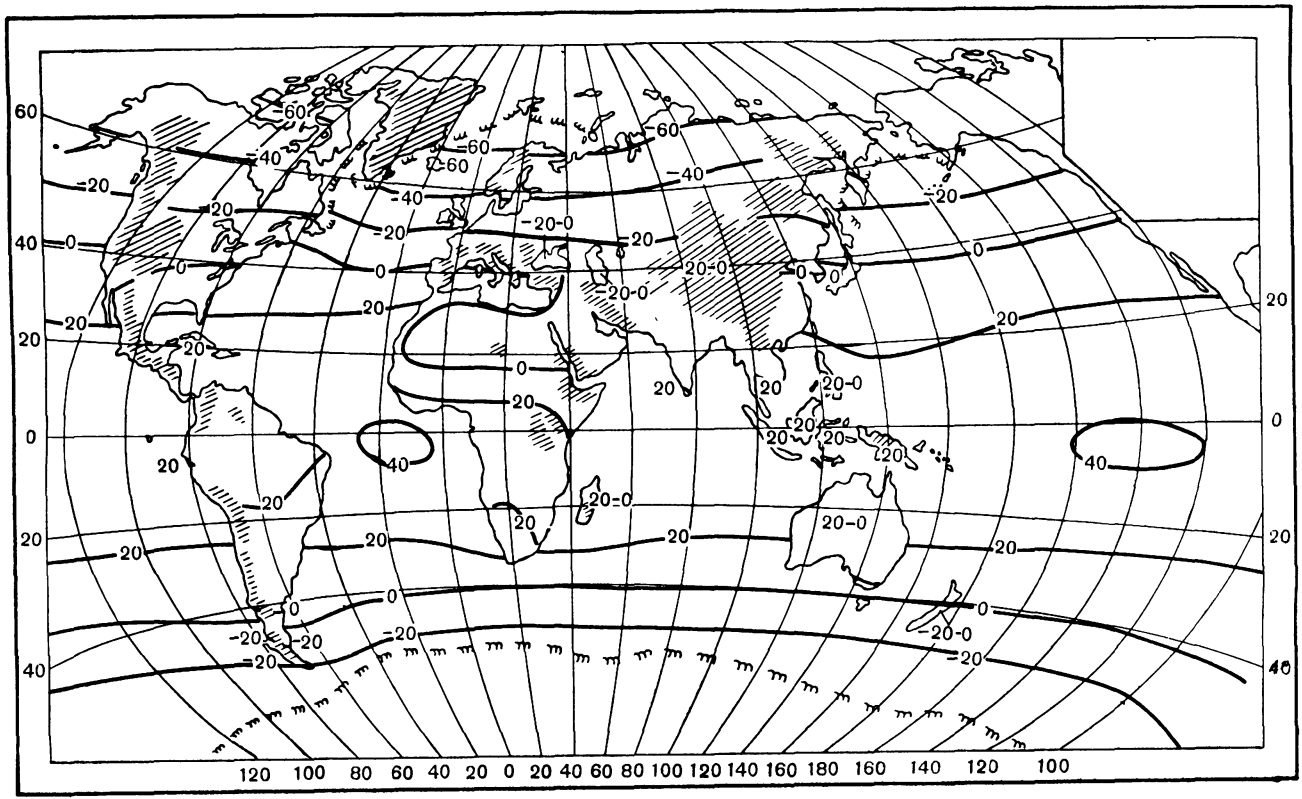


Рис. 180. Географическое распределение годовых сумм радиационного баланса (*ккал/см²*) системы земная поверхность—атмосфера.

ставляют 168 *ккал/см²·год*. Из этого количества энергии 112 *ккал/см²·год* приходится на долю поглощения земной поверхностью и 56 *ккал/см²·год* — атмосферой. Радиационный баланс земной поверхности равен 72 *ккал/см²·год*, а ее эффективное излучение составляет 40 *ккал/см²·год*. Расход энергии, определяемой радиационным балансом, складывается из затраты тепла на испарение (59 *ккал/см²·год*) и турбулентной теплоотдачи в атмосферу (13 *ккал/см²·год*). Отрицательный радиационный баланс атмосферы (—128 *ккал/см²·год*) компенсируется за счет следующих источников: поглощенной атмосферой солнечной радиации (56 *ккал/см²·год*), а также прихода тепла от конденсации водяного пара (59 *ккал/см²·год*) и турбулентной теплоотдачи (13 *ккал/см²·год*).

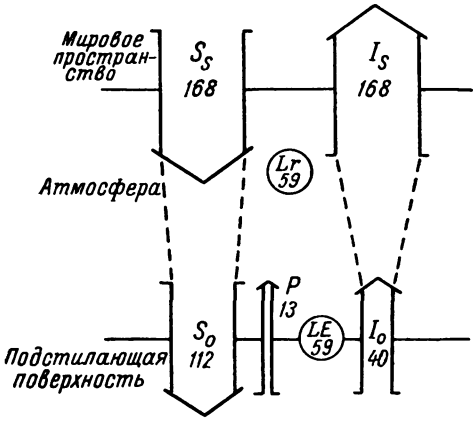


Рис. 181. Схема среднегодового теплового баланса Земли (*ккал/см²*).

Солнечная радиация является главным климатообразующим фактором. Интересно, однако, что, как показал М. И. Будыко, уже сейчас количество энергии, используемое человеком, сопоставимо с величиной радиационного баланса. По последним данным, средняя величина радиационного баланса всей поверхности суши равна 49 *ккал/см²·год*, а количество используемой человеком энергии составляет около 0,02 *ккал/см²·год*, причем в отдельных странах на больших площадях эта величина достигает 1 *ккал/см²·год*. Если предположить, что ежегодный прирост производства энергии равен 10%, то уже менее чем через 100 лет общее количество энергии, вырабатываемое человеком, превзойдет величину радиационного баланса. В таких условиях роль главного климатообразующего фактора будет играть не солнечная радиация, а энергия, вырабатываемая человеком. Естественно, что при таком положении закономерности радиационного режима и климата существенно изменятся.

Существующие расхождения результатов расчетов, полученных различными авторами, свидетельствуют о неотложной необходимости экспериментальных исследований радиационного баланса системы земная поверхность — атмосфера. Как уже отмечалось выше, в этом направлении сделаны еще только первые шаги.

Глава XI

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В АТМОСФЕРЕ ЗА СЧЕТ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА

Наличие лучистого теплообмена в атмосфере влечет за собой изменение температуры воздуха, которое нужно учитывать при исследовании теплового режима атмосферы. В некоторых случаях (например, в стратосфере) лучистый теплообмен является даже одним из основных механизмов изменения температуры воздуха. Поэтому в настоящей главе будет рассмотрен вопрос о том, как может быть решена задача расчета изменений температуры воздуха, обусловленных лучистым теплообменом. Следует, однако, указать, что в большинстве случаев процессы теплообмена в атмосфере имеют сложный характер и лучистый теплообмен является лишь одной из составных частей этих сложных процессов. Отсюда вытекает, что рассмотрение лучистого теплообмена в отрыве от других видов теплообмена, взаимодействие которых определяет изменение температуры воздуха, в значительной мере условно. Однако все же такое рассмотрение полезно, так как позволяет оценить роль радиационных факторов изменения температуры воздуха, а также выработать наиболее рациональные схемы учета влияния лучистого теплообмена при общей постановке задачи о тепловом режиме атмосферы.

§ 1. Уравнение притока тепла

Как известно, уравнение притока тепла в атмосфере может быть в общей форме записано следующим образом:

$$\rho q + D = \rho c_v \frac{dT}{dt} + p\rho \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right), \tag{11.1}$$

где p — давление, ρ — плотность воздуха; T — температура воздуха; q — количество тепла, сообщаемое единице массы воздуха

в единицу времени; D — диссипация механической энергии; c_v — теплоемкость воздуха при постоянном объеме; t — время.

С достаточной степенью точности приток тепла может быть представлен в виде суммы трех слагаемых

$$\rho q = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3. \tag{11.2}$$

Здесь ε_1 — приток тепла за счет турбулентной теплопроводности; ε_2 — приток тепла за счет лучистого теплообмена; ε_3 — приток тепла, обусловленный фазовыми превращениями воды в атмосфере.

При учете одного лишь вертикального турбулентного перемешивания приток тепла ε_1 выражается в таком виде:

$$\varepsilon_1 = \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right), \tag{11.3}$$

где λ — коэффициент турбулентной теплопроводности.

Приток тепла за счет фазовых превращений воды в атмосфере обычно не принимают во внимание или учитывают весьма приближенно, ввиду тех трудностей, с которыми такой учет связан, хотя в ряде случаев этот приток тепла имеет, несомненно, весьма существенное значение. В дальнейшем приток тепла за счет фазовых превращений воды приниматься во внимание не будет.

Рассмотрим теперь, следуя Е. С. Кузнецову, вывод выражения для притока тепла за счет лучистого теплообмена в атмосфере. Наличие притока тепла, обусловленного излучением, объясняется, очевидно, неравенством величин поглощенной и излученной отдельными слоями атмосферы лучистой энергии. Необходимо поэтому вычислить прежде всего две эти величины.

Принимая во внимание результаты главы I и учитывая зависимость J_ν от направления, легко видеть, что полное поглощение лучистой энергии элементарным слоем, имеющим массу dw, может быть представлено следующим образом:

$$dw \int_0^\infty k_\lambda d\lambda \int J_\lambda(t,\ P,\ r)\, d\omega, \tag{11.4}$$

где внутреннее интегрирование производится по всем возможным направлениям.

Аналогичным образом получим для полного излучения рассматриваемого элементарного слоя такое выражение:

$$4\pi\, dw \int_0^\infty \eta_\lambda\, d\lambda = 4\pi\eta\, dw. \tag{11.5}$$

Принимая во внимание (11.4) и (11.5), а также учитывая, что основной поглощающей и излучающей компонентой атмо-

сферы является водяной пар, получим теперь для притока тепла за счет лучистого теплообмена, рассчитанного на единицу массы поглощающего излучения вещества,

$$\frac{\varepsilon_2}{\rho_w} = \int_0^\infty k_\lambda d\lambda \int J_\lambda \, d\omega - 4\pi\eta; \qquad (11.6)$$

здесь ε_2 — приток тепла, отнесенный к единице объема.

Получим теперь выражение для притока тепла за счет лучистого теплообмена, воспользовавшись точным уравнением переноса. Обозначив направляющие конусы луча, характеризуемого направлением r, через $\cos(r, x)$, $\cos(r, y)$, $\cos(r, z)$, имеем

$$\frac{\partial J_\lambda}{\partial s} = \frac{\partial J_\lambda}{\partial x}\cos(r, x) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial y}\cos(r, y) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial z}\cos(r, z).$$

Таким образом, вместо (1.79) можем написать

$$\frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial J_\lambda}{\partial x}\cos(r, x) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial y}\cos(r, y) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial z}\cos(r, z)\right] = \eta_\lambda +$$

$$+ \frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int J_\lambda(P, r')\gamma_\lambda(P, r', r)\,d\omega' - (k_\lambda + \sigma_\lambda) J_\lambda.$$

Интегрируя обе части последнего равенства по r (т. е. по всем возможным направлениям), найдем

$$\int \frac{\partial J_\lambda}{\partial s} d\omega = \int\left[\frac{\partial J_\lambda}{\partial x}\cos(r, x) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial y}\cos(r, y) + \frac{\partial J_\lambda}{\partial z}\cos(r, z)\right] d\omega =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x}\int J_\lambda \cos(r, x)\,d\omega + \frac{\partial}{\partial y}\int J_\lambda \cos(r, y)\,d\omega +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z}\int J_\lambda \cos(r, z)\,\partial\omega = \frac{\partial F_{\lambda, x}}{\partial x} + \frac{\partial F_{\lambda, y}}{\partial y} + \frac{\partial F_{\lambda, z}}{\partial z}.$$

Правая часть преобразуемого равенства представится в виде

$$\int\left[\int J_\lambda(P, r')\gamma_\lambda(P, r', r)\,d\omega'\right] d\omega =$$

$$= \int\left[\int J_\lambda(P, r')\gamma_\lambda(P, r', r)\,d\omega\right] d\omega' =$$

$$= \int d\omega' J_\lambda(P, r')\int \gamma_\lambda(P, r', r)\,d\omega =$$

$$= 4\pi\int J_\lambda(P, r')\,d\omega' = 4\pi\int J_\lambda(P, r)\,d\omega.$$

Таким образом, в результате имеем

$$\frac{1}{\rho}\operatorname{div}\vec{F}_\lambda = 4\pi\eta_\lambda + \sigma_\lambda\int J_\lambda(P, r)\,d\omega - (k_\lambda + \sigma_\lambda)\int J_\lambda(P, r)\,d\omega$$

или, произведя сокращение,

$$\frac{1}{\rho}\operatorname{div}\vec{F}_\lambda = 4\pi\eta_\lambda - k_\lambda\int J_\lambda(P, r)\,d\omega.$$

Интегрируя обе части этого равенства по всем длинам волн в пределах от 0 до ∞, получим окончательно

$$\frac{1}{\rho}\operatorname{div}\vec{F} = 4\pi\eta - \int_0^\infty k_\lambda\, d\lambda \int J_\lambda(P,\ r)\, d\omega. \tag{11.7}$$

Сопоставляя это соотношение с формулой (11.6) и учитывая, что здесь, так же как и в (11.6), вместо ρ должно фактически фигурировать ρ_w, находим

$$\varepsilon_2 = -\operatorname{div}\vec{F}. \tag{11.8}$$

Полученный результат позволяет сделать два существенных вывода. Во-первых, мы убеждаемся в том, что приток тепла за счет лучистого теплообмена однозначно определяется вектором эффективного потока лучистой энергии в данной точке. Принимая во внимание, что приближенно

$$c_p\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \varepsilon_2 = -\operatorname{div}\vec{F}, \tag{11.9}$$

находим, что при $\operatorname{div}\vec{F}>0$ имеет место охлаждение воздуха вследствие лучистого теплообмена, а при $\operatorname{div}\vec{F}<0$ тепловой эффект лучистого теплообмена положителен. Случай $\operatorname{div}\vec{F}=0$ характеризует, очевидно, наличие в данной точке среды лучистого равновесия (приток тепла равен нулю).

Второй важный вывод, вытекающий из (11.8), состоит в том, что, как мы видим, из выражения для притока тепла за счет излучения выпали члены, характеризующие рассеяние. Отсюда следует, что рассеяние непосредственным образом не отражается на тепловом режиме среды. Наличие рассеяния приводит, однако, к перераспределению лучистой энергии по направлениям. Следствием этого является то, что косвенное влияние на теплообмен процессы рассеяния все же оказывают. Е. С. Кузнецов, решая задачу о распределении температуры атмосферы по вертикали при лучистом равновесии, показал, например, что в этом случае косвенное влияние эффекта рассеяния проявляется весьма заметным образом.

Рассмотрим теперь, каким образом видоизменяются полученные выше формулы для притока тепла за счет лучистого теплообмена в случае приближенной трактовки задачи о переносе теплового излучения в атмосфере.

Предполагая наличие в атмосфере локального термодинамического равновесия и используя приближенную трактовку задачи о переносе теплового излучения, согласно уравнениям (9.22), получим вместо (11.6) следующее очевидное выражение:

$$\varepsilon_2 = \rho_w \sum_{(j)} k_j (G_j + U_j - 2p_j B). \tag{11.10}$$

Здесь суммирование распространяется по всем спектральным выборкам инфракрасного спектра.

Формула (11.9) преобразуется теперь таким образом:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \rho_w \sum_{(j)} k_j (G_j + U_j - 2 p_j B). \qquad (11.11)$$

Отсюда видно, что $\operatorname{div} \vec{F} = -\rho_w \sum_{(j)} k_j (G_j + U_j - 2 p_j B)$.

Так как в случае приближенной трактовки задачи о переносе теплового излучения $F = U - G$, а потоки излучения U и G изменяются только в вертикальном направлении, то получаем

$$\operatorname{div} \vec{F} = \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial (U - G)}{\partial z}. \qquad (11.12)$$

Таким образом, знак изменений температуры, обусловленных лучистым теплообменом, определяется знаком вертикального градиента эффективного потока теплового излучения.

§ 2. Методы расчета лучистого притока тепла

Наиболее простой способ практического расчета лучистого притока тепла состоит в использовании формулы (11.12) и приближенного соотношения

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\Delta F}{\Delta z}. \qquad (11.13)$$

Конечное приращение эффективного потока радиации для определенного Δz может быть вычислено по любой из радиационных номограмм (см. главу IX). Однако расчеты показывают, что замена производной конечными разностями может в данном случае привести к значительным ошибкам. Она может быть приемлемой лишь в случае линейной зависимости $F(z)$. Как будет показано далее, величина $\frac{\partial F}{\partial z}$ определяется значениями производной функции пропускания $\frac{dP_F}{dw}$ на различных уровнях в атмосфере. Между тем, по данным расчетов Д. Брукса, точные значения производной $\frac{dP_F}{dw}$, вычисленные для определенного уровня, могут очень сильно отличаться от величин производной, осредненной по некоторому слою, прилегающему к данному уровню. Если, например, $w = 0{,}001$ *г/см*^{2}, то $\frac{dP_F}{dw} = 53{,}0$, тогда как средние значения $\overline{\frac{dP_F}{dw}}$ для различных слоев Δw составляют:

Δw	0,001	0,005	0,009	0,05	0,1	0,5
$\overline{\frac{dP_F}{dw}}$	37,6	20,0	14,4	4,73	2,81	0,81

Этот пример убедительно свидетельствует о приближенном характере соотношения (11.13).

Выясним теперь пути наиболее надежного вычисления лучистого притока тепла.

Задача расчета лучистого притока тепла в атмосфере является весьма сложной. Поэтому неоднократно предпринимались попытки предложить достаточно простые приближенные решения этой задачи. Одно из наиболее заманчивых в практическом отношении приближенных решений состоит в принятии диффузионных представлений для описания процесса переноса теплового излучения в атмосфере. Это означает, что эффективный поток теплового излучения может быть представлен в виде

$$F = -k_{л}\frac{\partial T}{\partial z}, \tag{11.14}$$

где $k_{л}$ — коэффициент лучистой диффузии.

Автор показал, однако, что применение диффузионных представлений и использование формулы (11.14) является либо необоснованным, либо нецелесообразным.

Естественно, что самый надежный путь расчета лучистого притока тепла состоит в использовании точных формул, определяющих эту величину. Так как соответствующие формулы оказываются довольно сложными, то для выполнения численных расчетов целесообразно использовать номографирование.

Нетрудно показать, что возможен весьма простой графический способ расчета лучистого притока. Воспользуемся для этого формулой (11.11), преобразованной следующим образом:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \rho_w \sum_{(j)} [k_j (U_j - p_j B) + k_j (G_j - p_j B)].$$

Подставляя сюда выражения для потоков радиации, согласно (9.26), а также принимая $\delta = 1$, получим

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\rho_w \left\{ B(w_\infty) \sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j (w_\infty - w)} - \right.$$

$$- \int_w^{w_\infty} \frac{dB}{d\mu} \sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j (\mu - w)} d\mu +$$

$$\left. + \int_0^w \frac{dB}{d\mu} \sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j (w - \mu)} d\mu \right\}. \tag{11.15}$$

Имеем по определению для функции пропускания

$$P_F(w) = \sum_{(j)} p_j e^{-k_j w}. \tag{11.16}$$

Существенно при этом отметить, что, хотя представление функции пропускания формулой (11.16) является приближенным, оно может быть сколь угодно близким к точному, если увеличивать число членов суммы.

Для производной от функции пропускания находим

$$\frac{dP_F(w)}{dw} = -\sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j w}. \tag{11.17}$$

С учетом двух последних соотношений формула (11.14) может быть преобразована следующим образом:

$$\frac{c_p}{q}\frac{\partial T}{\partial t} = -B(w_\infty)\frac{dP_F(w_\infty - w)}{dw} -$$

$$-\int_w^{w\infty} \frac{dP_F(\mu - w)}{d\mu}\frac{dB}{d\mu}d\mu - \int_0^w \frac{dP_F(w-\mu)}{d\mu}\frac{dB}{d\mu}d\mu.$$

Выполняя дальнейшие очевидные преобразования, получим

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{q}{c_p}\left[\int_0^{B(w_\infty)} \frac{dP_F(w_\infty - w)}{dw}\,dB + \right.$$

$$\left. + \int_{B(0)}^{B(w)} \frac{dP_F(w-\mu)}{d\mu}\,dB + \int_{B(w)}^{B(w_\infty)} \frac{dP_F(\mu - w)}{d\mu}\,dB\right]. \tag{11.18}$$

Учитывая, что

$$\frac{dP_F(w_\infty - w)}{dw} > 0, \quad \frac{dP_F(w-\mu)}{dw} > 0,$$

$$\frac{dP_F(\mu - w)}{dw} < 0,$$

напишем

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q}{c_p}\left[-\int_{B(0)}^{B(w_\infty)} \left|\frac{dP_F(w_\infty - w)}{dw}\right| dB - \right.$$

$$\left. - \int_{B(w_\infty)}^{B(w)} \left|\frac{dP_F(\mu - w)}{d\mu}\right| dB + \int_{B(w)}^{B(0)} \left|\frac{dP_F(w-\mu)}{d\mu}\right| dB\right]. \tag{11.19}$$

Последние две формулы показывают, что выражение, определяющее радиационное изменение температуры, удобно для номографирования. В системе координат $\left(\left|\frac{dP_F}{dw}\right|, B\right)$ значения

интегралов в формуле (11.19) будут определяться величинами соответствующих площадей. На рис. 182 изображена схема номограммы для расчета $\frac{c_p}{q}\frac{\partial T}{\partial t}$ и нанесена кривая $\frac{dP_F}{dw}(B)$ в предположении, что температура воздуха убывает с высотой. На каждой из площадей указано, с каким знаком она должна быть взята.

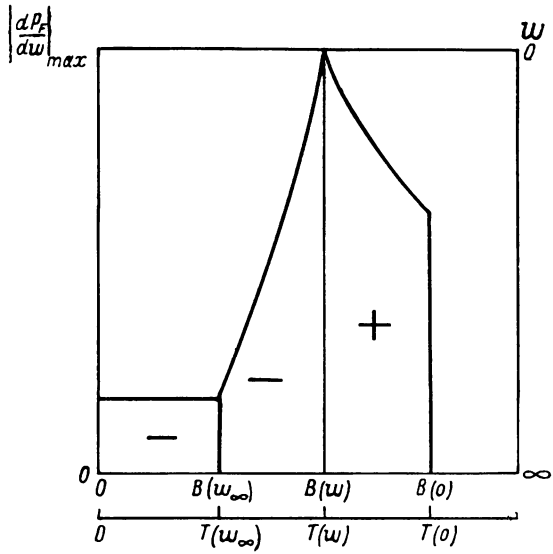


Рис. 182. Схема номограммы для расчета лучистого притока тепла.

Как видно из теории номограммы, основным исходным материалом для ее построения являются данные о производной функции пропускания.

Автором и К. Е. Якушевской была построена номограмма на основе использования производной $\frac{dP_F}{dw}$, рассчитанной по данным Ф. Н. Шехтер. Это позволяет выполнить сравнение величин лучистого притока тепла, рассчитанных по указанной номограмме и номограмме Ф. Н. Шехтер для потоков теплового излучения.

Значения производной $\frac{dP_F}{dw}$ быстро убывают с ростом w и уже при $w > 0{,}01$ $г/см^2$ достигают пренебрежимо малых величин. Это означает, что лучистый приток тепла и соответственно радиационные изменения температуры определяются прежде всего влиянием сильно поглощаемой радиации. Толщина влияю-

щих слоев для лучистого притока тепла на данном уровне определяется значением массы водяного пара около 0,01 $г/см^2$. В нижних слоях атмосферы такому значению w соответствуют слои воздуха, имеющие толщину порядка нескольких десятков метров.

Номограмма для расчета лучистого притока тепла, построенная указанным выше образом, изображена на рис. 183. Расчеты по этой номограмме подтверждают сформулированный в начале настоящего параграфа вывод о том, что использование номограмм для потоков радиации с целью вычисления $\frac{\partial F}{\partial z}$ может привести к значительным ошибкам. Так, например, было рассчитано радиационное изменение температуры на высоте 2 $м$ при следующей стратификации атмосферы:

$$T = T_0 - a \ln \frac{z}{\varepsilon_0}; \quad \varepsilon_0 \leqslant z \leqslant h;$$

$$T = T_h - \gamma (z - h); \quad h \leqslant z \leqslant H;$$

$$\rho_w = \rho_{w_0} e^{-\beta z}.$$

Численные значения параметров таковы: $T_0 = 290°$ К, $a = 0{,}7$, $\varepsilon_0 = 10^{-4}$ $см$, $h = 50$ $м$, $\gamma = 6°/км$, $H = 11$ $км$, $\rho_{w_0} = 7$ $г/м^3$, $\beta = 4{,}5 \cdot 10^{-6}$ $1/см$.

Для $z = 2$ $м$ расчеты по номограмме дают в рассматриваемом случае $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{рад} = 0{,}0896°/мин$. По номограмме Ф. Н. Шехтер при $\Delta z = 4$ $м$ получается $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{рад} = 0{,}113°/мин$. Как видно, расхождение результатов расчетов оказывается весьма заметным. При этом существенно, что вычисления обнаруживают зависимость результатов расчетов по номограмме Шехтер от величины шага Δz. Иллюстрацией к этому выводу могут служить следующие данные, полученные для указанного выше примера:

Δz $см$	120	200	300	400
$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{рад}$ $град/мин$ . . .	0,0761	0,0878	0,0993	0,1130

Отсюда вытекает, что наилучшее совпадение с результатами расчетов по номограмме рис. 183 получается при $\Delta z = 200$ $см$. Очевидно, однако, что величина такого оптимального Δz должна зависеть от стратификации атмосферы.

Важно далее отметить, что номограмма рис. 183 позволяет детально исследовать вертикальный профиль величины $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{рад}$

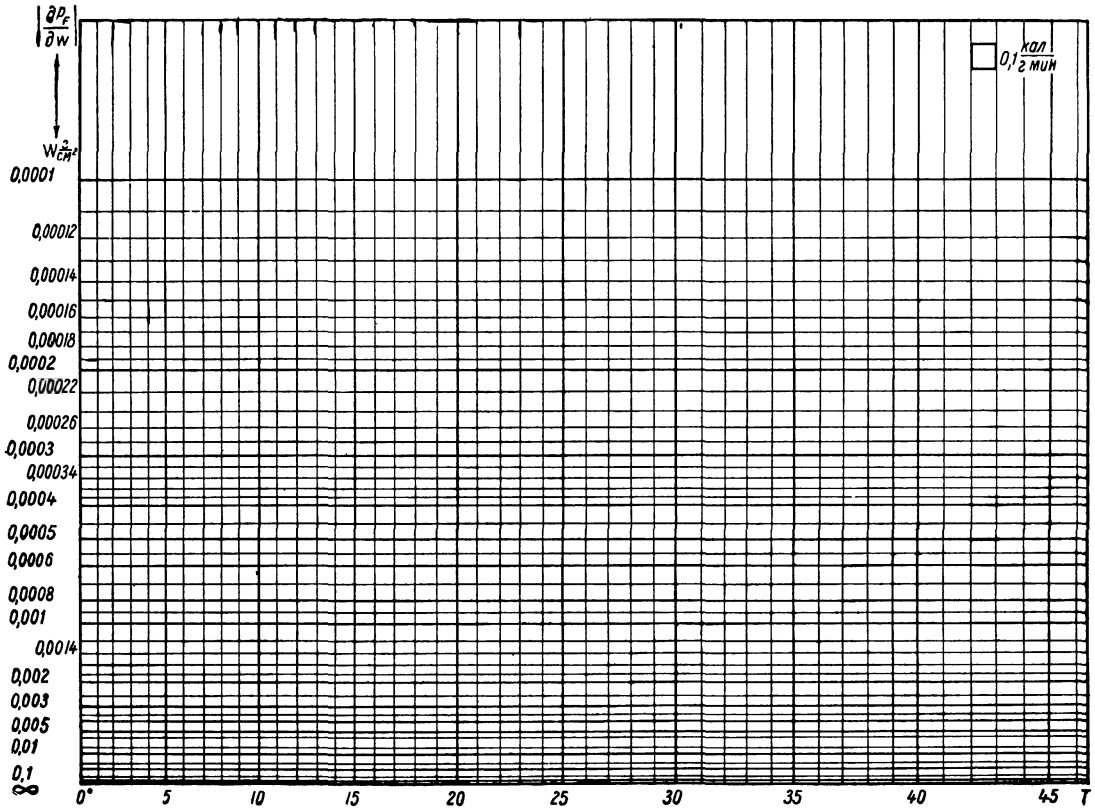


Рис. 183. Номограмма для расчета лучистого притока тепла.

в приземном слое атмосферы. Расчеты для указанной выше стратификации дают:

z *см*	50	100	200	400	800
$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{рад}}$ *град/мин* . .	0,1931	0,1320	0,0896	0,0565	0,0388

Очевидно, что номограммы, предназначенные для вычисления потоков теплового излучения, непригодны для подобных расчетов вертикального профиля $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{рад}}$.

Все сказанное выше свидетельствует о том, что номограмма рис. 183 для вычисления радиационных измерений температуры обладает бесспорными преимуществами перед номограммами для потоков радиации. Следует лишь отметить, что при тех масштабах, которые использованы для построения номограммы рис. 183, последняя удобна только для вычислений применительно к приземному слою атмосферы.

Для применения номограммы в условиях свободной атмосферы ее масштабы должны быть изменены.

Трудность расчета лучистого притока тепла, обусловленная быстрым возрастанием $\left|\frac{dP_F}{dw}\right|$ с уменьшением w, была успешно преодолена Г. Ямамото и Г. Ониши путем использования в качестве одной из координат номограммы $\sqrt{\left|\frac{dP_F}{dw}\right|}$ вместо $\left|\frac{dP_F}{dw}\right|$. При этом для построения номограммы используется полярная система координат, в которой радиус-вектор пропорционален $\sqrt{\left|\frac{dP_F}{dw}\right|}$, а полярный угол пропорционален $B=\sigma T^4$. Однако даже и такая номограмма оказалась удобной лишь для расчета лучистого притока тепла в свободной атмосфере.

Для приземного слоя атмосферы Г. Ямамото и Г. Ониши предложили специальную номограмму (рис. 184) с координатами $e^{-aB}\sqrt{\left|\frac{dP_F}{dw}\right|}$ (радиус-вектор) и $\frac{1}{2a}e^{2aB}$ (полярный угол). Здесь a — постоянная. Как видно из рисунка, шкала содержаний водяного пара (номограмма построена с учетом только водяного пара) в данном случае «обрезана» так же, как и у номограммы рис. 183. Методика расчетов по номограмме Ямамото и Ониши принципиально аналогична рассмотренной выше методике вычислений лучистого притока тепла по номограмме автора и К. Е. Якушевской.

Номографические способы расчета лучистого притока тепла обладают двумя существенными недостатками:

1) в настоящее время значения производной функции про-

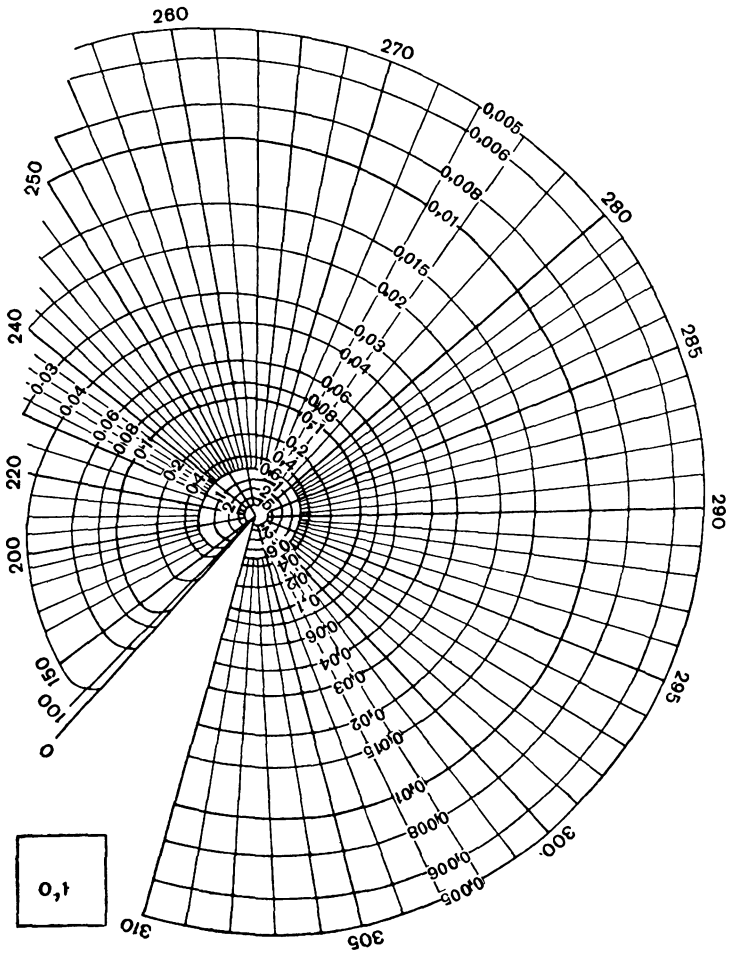


Рис. 184. Номограмма Ямамото и Ониши (указанная на графике единица площади соответствует 0,1 *кал/см²·мин*).

пускания $\frac{dP_F}{dw}$ могут быть определены лишь весьма приближенно;

2) при построении любой из номограмм приходится искусственно ограничивать рассматриваемый диапазон поглощающих

масс. Поэтому неоднократно предпринимались попытки разработать более громоздкие, но зато и более точные аналитические методы. Последние и наиболее успешные результаты в этом направлении принадлежат Ф. Н. Шехтер, получившей следующую формулу для производной эффективного потока излучения:

$$\frac{dF}{dw} = \sum_{i=1}^{N}{}^{\uparrow} \left(\frac{\Delta B \Delta P_F}{\Delta u}\right)_i + \sum_{k=1}^{k}{}^{\downarrow} \left(\frac{\Delta B \Delta P_F}{\Delta v}\right)_k + \\ + B(w_\infty) \left| \frac{dP_F(w_\infty - w)}{dw} \right|. \qquad (11.20)$$

Эта формула выведена в предположении, что в пределах элементарных слоев Δu, Δv величина B является линейной функцией поглощающей массы. Суммирование в первом слагаемом распространяется на все элементарные слои, расположенные выше, а во втором — ниже рассматриваемого уровня. Главные недостатки методики расчета, предложенной Шехтер, состоят в необходимости подбирать в каждом конкретном случае расчета оптимальное число и толщины элементарных слоев, а также располагать данными о производной функции пропускания.

§ 3. Результаты расчетов радиационных изменений температуры

Как было показано в § 1, радиационные изменения температуры, обусловленные лучистым теплообменом, могут быть рассчитаны с помощью следующей формулы:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial z}. \qquad (11.21)$$

Отсюда видно, что при возрастании эффективного потока теплового излучения с высотой имеет место радиационное выхолаживание воздуха. Если же $\frac{\partial F}{\partial z} < 0$, то $\frac{\partial T}{\partial t} > 0$.

1. Свободная атмосфера. Теоретические расчеты и наблюдения показывают, что в свободной атмосфере при отсутствии облачности эффективное излучение, как правило, возрастает с высотой. Это означает, что обычно в свободной атмосфере наблюдается радиационное выхолаживание воздуха.

Как было отмечено выше, локальное изменение температуры воздуха, обусловленное лучистым теплообменом, может быть

записано при использовании выборочной схематизации спектра поглощения таким образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \rho} \rho_w \left\{ B(w_\infty) \sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j (w_\infty - w)} - \right.$$

$$- \int_0^w \left| \frac{dB}{dz} \right| \frac{1}{\rho_w} \sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j (w-\mu)} \, d\mu +$$

$$\left. + \int_w^\infty \left| \frac{dB}{dz} \right| \frac{1}{\rho_w} \sum_{(j)} p_j k_j e^{-k_j (\mu - w)} \, d\mu. \right. \qquad (11.22)$$

Последнее выражение показывает, что изменение температуры складывается из трех частей, каждая из которых имеет простой физический смысл. Ф. Мёллер отметил, что первый член в правой части формулы (11.22) характеризует изменение температуры воздуха (охлаждение) за счет излучения в мировое пространство. Второй член определяет нагревание воздуха, обусловленное наличием положительного радиационного баланса на данном уровне по отношению к ниже лежащим слоям атмосферы. Наконец, третий член дает величину охлаждения воздуха вследствие отрицательного радиационного баланса на рассматриваемом уровне по отношению к выше лежащим слоям атмосферы. На рис. 185 представлены результаты произведенных Мёллером расчетов изменения с высотой полной величины радиационного охлаждения и составляющих ее частей. Расчет был выполнен для случая «нормальной» атмосферы ($T_0 = 283°$ K, $\gamma = 6°/км$, $H = 10$ км; относительная влажность в пределах тропосферы постоянна и равна 70%; выше тропопаузы предполагалось сохранение постоянства отношения смеси). Кривая *a* на рис. 185 соответствует первому члену формулы (11.22). Как видно, величина охлаждения атмосферы, обусловленного излучением в мировое пространство, увеличивается от 0,4°/*сутки* у земной поверхности до максимального значения 0,9°/*сутки* на высоте 7 *км*, затем уменьшается вплоть до тропопаузы, после чего начинает вновь возрастать. Такое изменение с высотой величины охлаждения вследствие излучения в мировое пространство может быть легко объяснено, если обратиться к формуле

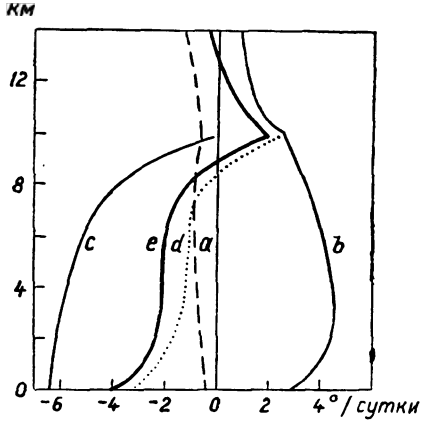


Рис. 185. Радиационное выхолаживание на различных высотах в атмосфере.

(11.22). Действительно, величина суммы, фигурирующей в первом члене этой формулы, монотонно увеличивается с высотой до предельного значения $\sum_{(j)} p_j k_j$. На такое изменение этой суммы налагается изменение с высотой удельной влажности $q = \frac{\rho_w}{\rho}$, которая убывает в тропосфере и остается постоянной в стратосфере. При этом в нижних слоях тропосферы (до высоты 7 *км*) преобладает влияние увеличения указанной выше суммы. На больших же высотах решающее значение имеет значительное уменьшение величины удельной влажности, что приводит к уменьшению всего первого члена. При достижении высоты тропопаузы убывание удельной влажности прекращается и вновь решающее значение приобретает увеличение суммы.

Кривая *b* на рис. 185 соответствует второму слагаемому формулы (11.22). Как видно, величина нагревания (теплообмен по отношению к ниже лежащим слоям) изменяется от 2—3°/*сутки* у земной поверхности до максимального значения 4°/*сутки* на высоте 3 *км*, затем уменьшается до 2,6°/*сутки* на высоте тропопаузы, после чего убывание ее с высотой становится еще более быстрым.

Кривая *c* характеризует охлаждение воздуха, обусловленное наличием отрицательного радиационного баланса на данном уровне по отношению к выше лежащим слоям атмосферы. Величина этого охлаждения уменьшается от 6,4°/*сутки* у земной поверхности до 0°/*сутки* на высоте тропопаузы. Выше тропопаузы третий член формулы (11.22) обращается в нуль, так как в стратосфере имеет место изотермия.

Кривая *d* характеризует совместный эффект второго и третьего факторов. Наконец, кривая *e* определяет изменение с высотой полной величины радиационного охлаждения атмосферы. Последняя уменьшается от земной поверхности до тропопаузы, достигая на уровне тропопаузы положительных значений. В большей части тропосферы радиационное охлаждение составляет около 2°/*сутки*.

Примерно такие же величины радиационного охлаждения были получены и во многих других исследованиях. Однако характер вертикального распределения радиационного охлаждения оказывается существенно зависящим от стратификации атмосферы.

Многие авторы объясняют наличие изломов кривой *e* (рис. 185) тем, что лучистая теплопередача подобна теплопроводности и поэтому, так же как и теплопроводность, приводит к выравниванию температур. Отсюда следует, что в условиях нормальной атмосферы у земной поверхности должно происходить резкое увеличение радиационного охлаждения воздуха, а вблизи от тропопаузы должно обнаружиться столь же резкое

уменьшение охлаждения, приводящее к тому, что на уровне тропопаузы имеет место положительный тепловой эффект. Легко видеть, однако, что такая аргументация не всегда справедлива. Тепловой эффект радиационного теплообмена вблизи от земной поверхности определяется не только качественным, но и количественным различием между температурой земной поверхности и прилежащих к ней слоев атмосферы. Совершенно ясно, что в условиях нормальной атмосферы этот тепловой эффект отрицателен в силу того, что радиационный баланс на уровне, расположенном вблизи от земной поверхности, отрицателен по отношению к выше лежащим слоям и практически равен нулю по отношению к ниже лежащим слоям атмосферы и земной поверхности. Совсем иначе, как мы уже убедились в главе IX, обстоит дело в том случае, когда учитывается наличие вблизи от земной поверхности приземного слоя атмосферы с его аномально большими вертикальными градиентами температуры. В таком случае, даже в условиях сверхравновесной стратификации, когда, как и в случае нормальной атмосферы, земная поверхность теплее прилежащих к ней слоев атмосферы, имеет место радиационное нагревание воздуха вблизи от земной поверхности.

Наличие резких изменений величины радиационного охлаждения вблизи от зон разрыва температуры и влажности представляет собой чрезвычайно важное явление, так как в этом случае особенно сильно проявляется влияние радиационного теплообмена.

Ф. Мёллер рассчитал изменение величины радиационного охлаждения атмосферы вблизи от области скачкообразных изменений влажности и запыленности атмосферы. Для характеристики результатов этих расчетов можно привести следующие данные, полученные в предположении, что на высоте 1,67 *км* имеет место скачкообразное изменение относительной влажности от 100 до 20%:

Слой атмосферы, *км*	0—0,5	0,5—1	1—1,25	1,25—1,5	1,5—1,67	1,67—1,75	1,75—2,0
$\frac{\partial T}{\partial t}$ *град/сутки*	—2,2	—2,5	—3,3	—4,4	—6,5	—1,5	—1,5

Как видно из приведенной таблицы, в области скачка относительной влажности имеет место весьма значительное увеличение величины охлаждения. Это свидетельствует о том, что наличие разрывов влажности в атмосфере способствует развитию радиационных инверсий. Особенно значительно проявляется эффект радиационного выхолаживания и образования инверсий вблизи от поверхности облаков.

Наблюдения подтверждают этот вывод. Так, например, С. С. Гайгеров и В. Г. Кастров, используя результаты аэростатных зондирований, показали, что над верхней границей облачного слоя и в верхней части слоя дымки весьма часто отмечается

значительное охлаждение воздуха. Естественнее всего предположить, что это охлаждение является в значительной степени радиационным.

Рассмотренные выше расчеты радиационного охлаждения атмосферы выполнены с учетом лишь водяного пара в качестве единственной поглощающей компоненты атмосферы.

Как известно, важную роль в поглощении тепловой радиации играет также углекислый газ. Однако в условиях свободной атмосферы учет радиационного изменения температуры, обусловленного углекислым газом, не является существенным. Это легко понять, если учесть, что поглощение радиации в области полосы CO_2 15 μ чрезвычайно интенсивно и, следовательно, на каждом уровне $G_{CO_2} \simeq U_{CO_2}$, т. е. $F_{CO_2} \simeq 0$ и $\frac{\partial F_{CO_2}}{\partial z} \simeq 0$. Расчеты Д. Брукса показали, что радиационное охлаждение за счет CO_2 составляет примерно 3% радиационного охлаждения за счет H_2O. Следует, однако, заметить, что равенство $\frac{\partial F_{CO_2}}{\partial z} \simeq 0$ справедливо лишь при условии, что вертикальный градиент температуры не слишком велик. Это означает, что в приземном слое атмосферы учет радиационных изменений температуры, обусловленных CO_2, может оказаться существенным. Очевидно также, что такой вывод справедлив и для условий атмосферы, где малы вертикальные градиенты температуры, но вместе с тем ничтожно мало и содержание водяного пара.

Рассмотренные выше результаты расчетов радиационного охлаждения не учитывают также влияния давления на лучистый теплообмен. Вычисления А. Томсона показали, что этот фактор имеет второстепенное значение.

Большой интерес для практических приложений представляет сопоставление локальных изменений температуры, обусловленных лучистым теплообменом и другими факторами. Важные результаты в этом направлении были получены С. С. Гайгеровым и В. Г. Кастровым на основе использования данных метеорологических и актинометрических наблюдений на свободных аэростатах.

По данным летних полетов в условиях ясной и малооблачной погоды, радиационное охлаждение в процессе трансформации воздушных масс оказалось в среднем равным 0,06°/*час*. Примерно такую же величину имеет радиационное нагревание воздуха за счет поглощения солнечной радиации. Поэтому в дневное время летом радиационный эффект изменения температуры близок к нулю. В ночное же время наблюдается радиационное выхолаживание, составляющее примерно 0,06°/*час*.

Сравнение радиационных изменений температуры с изменениями температуры, обусловленными другими факторами (адвекция, турбулентное перемешивание и др.), показывает, что

радиационные факторы безусловно не являются главными, хотя все же пренебрегать ими нельзя. Следует подчеркнуть, что этот вывод получен на основании использования результатов наблюдений на высотах до 3—5 *км*. Поэтому пока еще не вполне ясно,

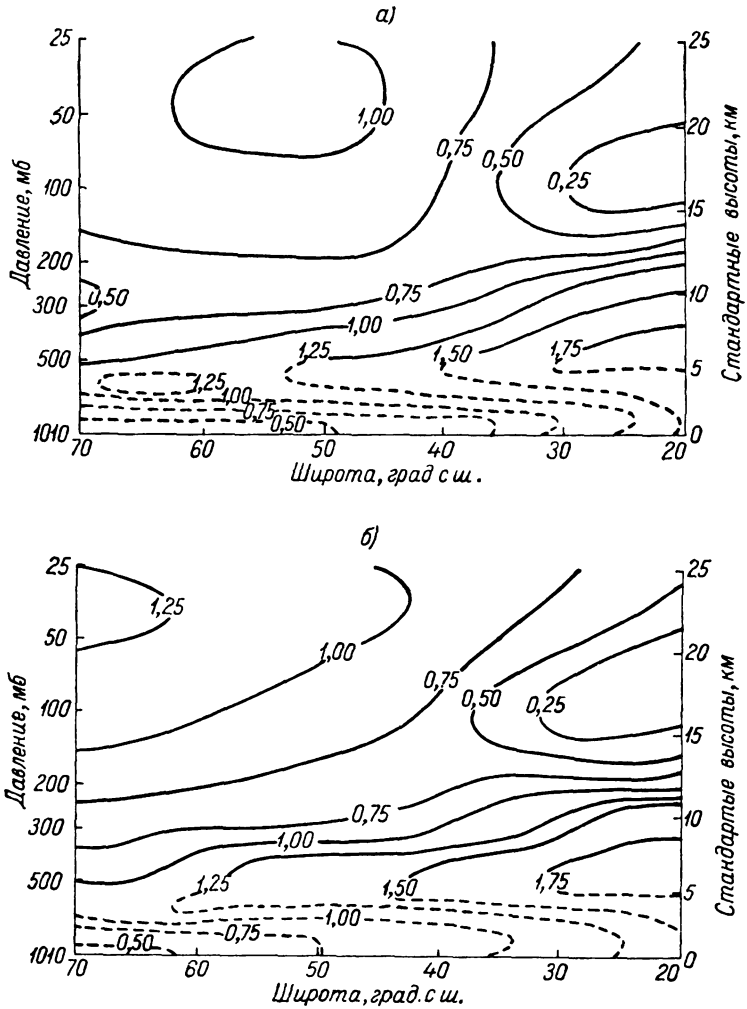
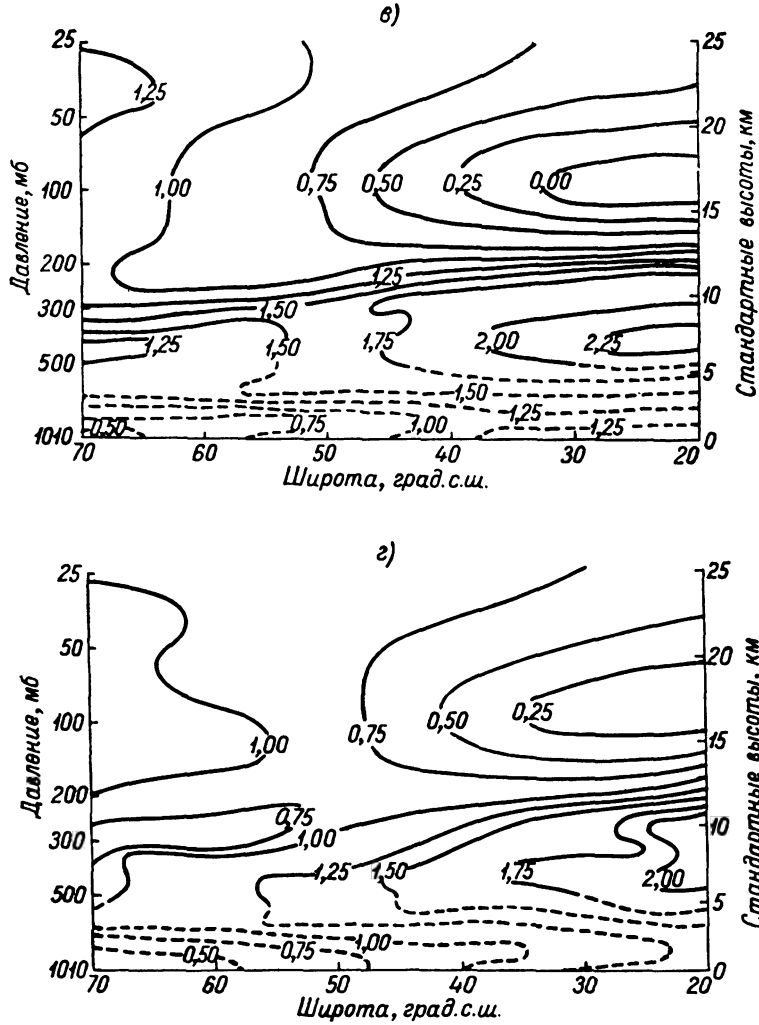


Рис. 186. Меридиональный разрез величин радиационного выхо
а — январь, *б* — апрель,

какова роль различных факторов термической трансформации воздуха в верхней половине тропосферы.

Обширные теоретические расчеты радиационных изменений температуры на различных широтах в пределах всей тропо-

сферы были выполнены Д. Лондоном и П. А. Дэвисом. На рис. 186 изображены результаты расчетов радиационного охлаждения, вычисленного П. А. Дэвисом для диапазона широт 20—70° с. ш. и высот от земной поверхности до уровня 25 *мб*. Эти



лаживания в северном полушарии при средних условиях облачности. *в* — июль, *г* — октябрь.

расчеты выполнены с помощью электронной вычислительной машины IBM-704 на основе использования весьма совершенной методики вычислений лучистого притока тепла.

Рассмотрение этих рисунков показывает, что радиационное

выхолаживание максимально в низких широтах и в летнее время года. Основной причиной неоднородностей распределения радиационных изменений температуры является неоднородность облачного покрова. В частности, наблюдающийся в тропосфере максимум выхолаживания расположен непосредственно над зоной максимальной частоты повторяемости верхней границы облаков. В нижней стратосфере полярных широт имеет место также второй отчетливо выраженный максимум выхолаживания, обусловленный интенсивным излучением водяного пара в далекой инфракрасной области спектра.

Минимальные значения радиационных изменений температуры наблюдаются в нижней части стратосферы субтропических широт (в июле на широте 25° с. ш. в этом слое происходит даже радиационное нагревание). Обращает на себя внимание противоположный знак меридионального градиента радиационного выхолаживания в тропосфере (выхолаживание уменьшается к северу) и в стратосфере (рост выхолаживания с увеличением широты).

2. Приземный слой атмосферы. Основной отличительной особенностью приземного слоя атмосферы является наличие здесь аномально больших вертикальных градиентов температуры и других метеорологических элементов. Отсюда вытекает, что вертикальный градиент эффективного потока теплового излучения и, следовательно, радиационные изменения температуры будут здесь значительно больше, чем в свободной атмосфере. В качестве иллюстрации к этому выводу в табл. 176 приведены данные наблюдений и теоретических расчетов Г. Д. Робинсона.

В первом из рассмотренных Робинсоном примеров (21 июня 1949 г.) в приземном слое атмосферы имел место большой по величине сверхравновесный вертикальный градиент температуры. Теоретически рассчитанное радиационное нагревание намного превосходит в этом случае наблюдаемое изменение температуры. Во втором примере (7 июня 1949 г.) — при наличии инверсионной стратификации — расчет дает сильное радиационное охлаждение, значительно превышающее наблюдаемое изменение температуры. Наконец, в третьем примере (26 ноября 1948 г.) наблюдается случай, близкий к условиям лучистого равновесия (радиационное изменение температуры равно нулю).

Г. Д. Робинсон рассчитал также радиационное изменение температуры слоя атмосферы, расположенного между земной поверхностью и поверхностью 500 *мб*. Сравнение с наблюдаемыми изменениями температуры (рис. 187) показывает, что в этом случае в ночное время радиационное изменение температуры также весьма значительно.

Расчеты радиационных изменений температуры вблизи от земной поверхности указывают на то, что в ряде случаев эти изменения превосходят наблюдаемые изменения температуры

Таблица 176

Потоки теплового излучения и изменения температуры со временем вблизи от травянистой поверхности

	Дата и время наблюдений		
	21 VI 1949 11 ч. 00 м.	7 VI 1949 21 ч. 30 м.	26 XI 1948 17 ч. 45 м.
Эффективное излучение травянистой поверхности (измеренное), *кал/см²·сек* . . .	$5{,}2 \cdot 10^{-3}$	$1{,}6 \cdot 10^{-3}$	$10 \cdot 10^{-3}$
Изменение эффективного излучения в слое 0—50 *см* (вычисленное), *кал/см²·сек*	$-1{,}7 \cdot 10^{-4}$	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$0{,}0\ (< 1 \cdot 10^{-6})$
Радиационное изменение температуры воздуха в слое 0—50 *см*, *град/сек*	$1 \cdot 10^{2}$	$-1{,}5 \cdot 10^{-3}$	0,0
Наблюдаемое изменение температуры воздуха, *град/сек*	$3 \cdot 10^{-4}$	$-3 \cdot 10^{-4}$	$-1 \cdot 10^{-3}$
Разность температур на границах слоя 0—50 *см* ($T_0 - T_{50}$)	20	—3,5	—4
Абсолютная влажность вблизи от подстилающей поверхности, *г/м³*	10	9,3	4,8

Это свидетельствует о значительной роли лучистого теплообмена в общем притоке тепла. Нетрудно понять, однако, что решение этого вопроса необходимо искать на пути совместного учета лучистого и турбулентного теплообмена, а не посредством одностороннего вычисления радиационных изменений температуры. В § 5 будет рассмотрено решение этой задачи именно на такой основе.

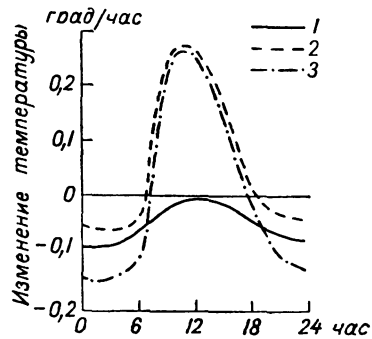


Рис. 187. Изменение средней температуры слоя, расположенного между земной поверхностью и поверхностью 500 мб. 21 июня 1949 г., Южная Англия. *1* — радиация, *2* — конвекция, *3* — сумма.

§ 4. Радиационные факторы теплового режима стратосферы и мезосферы

В радиационных факторах, определяющих тепловой режим стратосферы и мезосферы, есть много общего. Никакого «послойного» распределения факторов теплового режима не существует. Однако определенная специфичность условий в стратосфере и мезосфере, несомненно, имеет место. Принимая это во внимание, а также в целях удобства и ясности изложения, обра-

тимся к последовательному рассмотрению двух интересующих нас слоев атмосферы — стратосферы и мезосферы. Что касается более высоких слоев атмосферы, то существенная специфичность теплового режима термосферы и экзосферы исключает возможность рассмотрения этого вопроса в данной книге.

1. Стратосфера. В течение длительного времени традиционным для объяснения закономерностей теплового режима стратосферы было использование теории лучистого равновесия, основанной на предположении, что стратосфера находится в состоянии лучистого равновесия. На этом пути было достигнуто много важных и интересных результатов. Однако экспериментальные данные и теоретические результаты, полученные за последнее время, несомненно, опровергают концепцию лучистого равновесия в стратосфере. Особенно это относится к данным расчетов, поскольку точность измерений пока еще недостаточная.

Большой интерес в этой связи представляет работа Д. Оринга, посвященная расчетам радиационного баланса стратосферы (под стратосферой в данном случае понимается слой атмосферы от тропопаузы до уровня 55 *км*). Используя последние и наиболее надежные данные о составе и строении атмосферы, количественных характеристиках поглощения солнечной радиации озоном и водяным паром, а длинноволновой радиации углекислым газом, озоном и водяным паром, Оринг рассчитал коротковолновый, длинноволновый и суммарный радиационный баланс для всех поглощающих радиацию компонент стратосферы в отдельности и вместе взятых. (Заметим, что вопрос о лучистом притоке тепла, за который ответственны полоса поглощения углекислого газа 15 μ и полоса поглощения озона 9,6 μ, был детально разработан ранее Г. Плессом.) Вычисления были произведены для десятиградусных широтных колец северного полушария для января, апреля, июля и октября. Это позволило получить весьма полную картину широтных и сезонных изменений радиационного баланса стратосферы в северном полушарии. Как показали расчеты, основной вклад в длинноволновую компоненту радиационного баланса стратосферы вносят водяной пар и углекислый газ (в особенности последний). При этом лучистый приток тепла за счет поглощения и излучения длинноволновой радиации водяным паром и углекислым газом отрицателен. Средние величины разности эффективного излучения на границах стратосферы составляют для CO_2 и H_2O соответственно 0,016 и 0,006 *кал/см*^{2} · *мин*. Радиационное выхолаживание стратосферы, обусловливаемое CO_2 и H_2O, лишь в небольшой степени компенсируется за счет положительного радиационного баланса озонной компоненты длинноволнового радиационного баланса. Заметим, что, по данным Плесса, длинноволновый лучистый приток тепла за счет полосы озона 9,6 μ ничтожно мал до высот порядка 30 *км* и отрицателен выше этого уровня. Таким

образом, суммарный длинноволновый радиационный баланс стратосферы всегда отрицателен, причем по абсолютной величине возрастает с увеличением широты (от величин, близких к нулю в низких широтах, до 0,03—0,07 *кал/см²·мин* в высоких широтах), а в годовом ходе на всех широтах (кроме умеренных) имеет место максимум в июле и минимум в январе. В умеренных широтах максимальные значения абсолютных величин радиационного баланса наблюдаются в апреле, а минимальные — в октябре. Амплитуда годового хода увеличивается с широтой. Среднее годовое значение длинноволнового радиационного баланса стратосферы северного полушария равно —0,018 *кал/см²·мин*, что составляет около 9% соответствующей величины для тропосферы.

Поглощение ультрафиолетовой солнечной радиации озоном и инфракрасной солнечной радиации водяным паром существенно компенсирует радиационное выхолаживание атмосферы за счет длинноволновой радиации. При этом основную роль играет поглощение солнечной радиации озоном, примерно в четыре раза превосходящее поглощение водяным паром. Суммарный коротковолновый радиационный баланс имеет максимум и возрастает с широтой в теплую половину года. В холодную половину года наблюдаются минимальные значения, убывающие с широтой. Амплитуда широтной и сезонной изменчивости коротковолнового радиационного баланса значительно меньше, чем длинноволнового. Абсолютные значения коротковолновой компоненты радиационного баланса меньше, чем длинноволновой, в умеренных и высоких широтах (севернее 35—45° с. ш.). Обратное соотношение имеет место в приэкваториальной зоне. Поэтому полный радиационный баланс стратосферы положителен южнее 34—35° с. ш. и отрицателен для остальной части северного полушария (рис. 188). Рисунок 188 отчетливо обнаруживает отсутствие лучистого равновесия во всем слое стратосферы на всех широтах, за исключением узкой переходной зоны в области 35—45° с. ш. Отсюда вытекает, очевидно, что наличие в стратосфере высоких и низких широт соответственно стока и источника тепла должно привести к появлению меридиональной адвекции как важного фактора перераспределения тепла. Наблюдаемое в стратосфере (за исключением нижней ее части) убывание температуры в направлении к полюсу обусловлено, по-видимому, рассмотренным выше широтным распределением радиационного баланса стратосферы.

Если локальный радиационный баланс стратосферы почти везде существенно отличен от нуля, то в среднем для стратосферы северного полушария радиационный баланс имеет очень небольшие значения (табл. 177).

Известно, что в годовом ходе температуры стратосферы наблюдается максимум в июле и минимум в январе. Если предпо-

ложить поэтому, что радиация является единственным фактором, контролирующим температуру стратосферы, то отсюда вытекает, что радиационный баланс стратосферы в апреле (когда

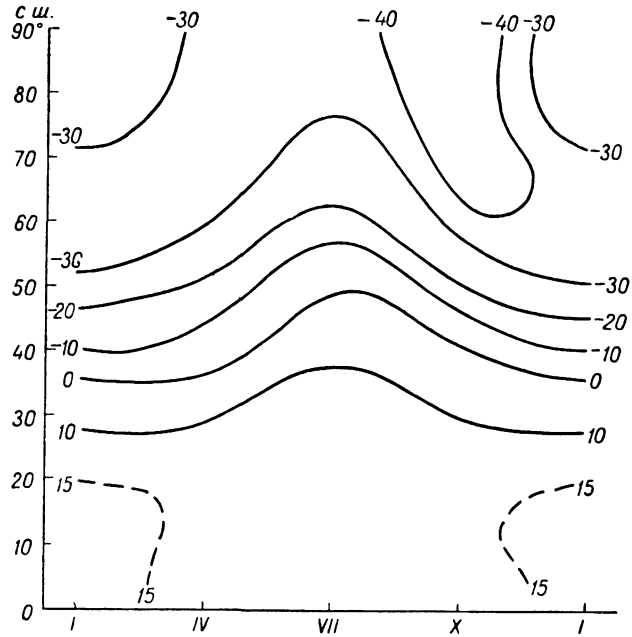


Рис. 188. Радиационный баланс стратосферы (от тропопаузы до уровня 55 *км*) (10^{-3} *кал/см²·мин*).

происходит ее разогревание) должен быть положителен, а в октябре (период охлаждения стратосферы) — отрицателен. В ме-

Таблица 177

Средний радиационный баланс стратосферы в северном полушарии (10^{-3} *кал/см²·мин*)

	I	IV	VII	X	Год
Для всей стратосферы	—1	—2	+5	—2	0
Для верхней стратосферы	—1	—1	+3	—4	—0,8

сяцы экстремумов температуры радиационный баланс должен быть, очевидно, равным нулю. Как видно из табл. 177, результаты расчетов не согласуются с этими выводами, что может быть следствием двух причин: 1) наличия иных факторов, кроме

радиации, контролирующих тепловой режим стратосферы, 2) невысокой точности расчетов (двумя главными источниками ошибок в последнем случае являются: неточность сведений о составе и строении атмосферы, а также экстраполяция лабораторных данных по поглощению инфракрасной радиации до очень малых значений давления).

Использование в качестве нижней границы стратосферы уровня тропопаузы может привести к тому, что роль нерадиационных факторов теплового режима (вертикальный перенос тепла через тропопаузу, адвекция тепла через наклонную тропопаузу умеренных широт) окажется значительной. Влияние взаимодействия между стратосферой и тропосферой можно в значительной степени устранить, если рассмотреть радиационный баланс верхней стратосферы, приняв в качестве ее нижней границы уровень 21 *км*.

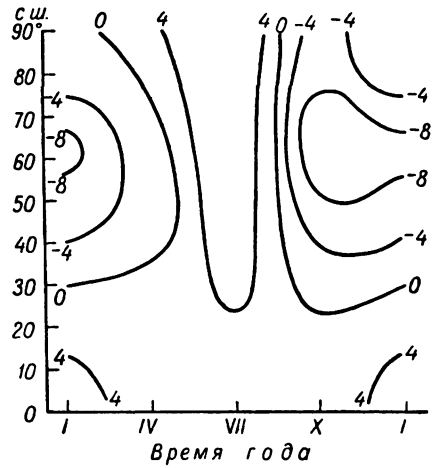


Рис. 189. Радиационный баланс верхней части стратосферы (21—55 *км*) (10^{-3} *кал/см*^{2} · *мин*).

Расчеты обнаруживают, что в этом случае распределение радиационного баланса оказывается существенно иным (рис. 189). Как видно, в холодную половину года радиационный баланс убывает к северу, но поздней весной и летом широтный градиент радиационного баланса имеет обратный знак. Существенно также, что летом на всех широтах радиационный баланс верхней стратосферы положителен. Эти результаты показывают, что если радиационный механизм теплового режима является в данном случае определяющим, то зимой должен иметь место перенос тепла в направлении к полюсу, а летом — в обратном направлении. Известная схема циркуляции в верхней атмосфере, предложенная В. Келлогом и Г. Шиллингом, дает именно такую смену циркуляции в верхней стратосфере. Можно поэтому думать, что для верхней стратосферы доминирующим фактором теплового режима и динамики является радиация. Об этом свидетельствует также и тот факт, что обнаруживаемое по данным рис. 189 значительное изменение радиационного баланса в высоких широтах от апреля к октябрю находится в соответствии с наблюдающимся в этих широтах максимальным изменением температуры от лета к зиме. Следует

упомянуть далее, что вычисления среднего радиационного баланса верхней стратосферы северного полушария приводят к тем же выводам, что и аналогичные расчеты для всей стратосферы (см. табл. 177). Так как в обоих случаях радиационный баланс для отдельных месяцев отличен от нуля, то отсюда можно сделать вывод о необходимости теплообмена между северным и южным полушариями.

Итак, главный вывод из работы Д. Оринга состоит в том, что стратосфера в целом, рассматриваемая в данном случае как слой атмосферы между тропопаузой и уровнем 55 *км*, не находится в состоянии лучистого равновесия. Расчеты Д. Оринга, а также Д. Брукса показывают, что то же самое имеет место и в отношении локального радиационного баланса (лучистого притока тепла), вычисленного для слоев стратосферы толщиной 2 *км*. Как правило, в нижней половине стратосферы наблюдается радиационное выхолаживание, а в верхней — радиационное нагревание, составляющее по порядку величины несколько градусов в день. На рис. 190 приведены для примера результаты расчета вертикального профиля радиационных изменений температуры $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{рад}}$, относящиеся к поясу 60—70° с. ш. Зона перехода от области радиационного охлаждения к области нагревания в зависимости от широты и времени года смещается в весьма широких пределах. Так, например, для того же пояса широт в октябре переход через нуль происходит на высоте около 44 *км* (рис. 191). Однако во всех случаях максимум радиационного нагревания имеет место вблизи уровня 50 *км*.

Этот вывод подтверждается и сравнительно многочисленными аналогичными данными других авторов. Однако обращают на себя внимание весьма значительные количественные расхождения между результатами расчетов, выполненных разными авторами. Так, например, Д. Брукс, вычисливший величины радиационных изменений температуры, обусловленных полосой углекислого газа 15 μ, получил существенно меньшие значения радиационного охлаждения (не превышающие 2—2,5°/*сутки*), чем Д. Оринг. Более того, согласно данным Брукса, вблизи тропопаузы экваториальных широт лучистый теплообмен в полосе CO_2 15 μ обусловливает не радиационное охлаждение, а нагревание. При такой ситуации добавление положительного притока тепла за счет поглощения солнечной радиации озоном приводит к весьма малым суммарным величинам притока тепла (соответственно радиационным изменениям температуры) в области радиационного выхолаживания атмосферы. Наряду с этим появляется область радиационного нагревания вблизи тропопаузы экваториальных широт. Важным результатом работы Брукса является обнаружение области сильной пространственной неоднородности лучистого притока

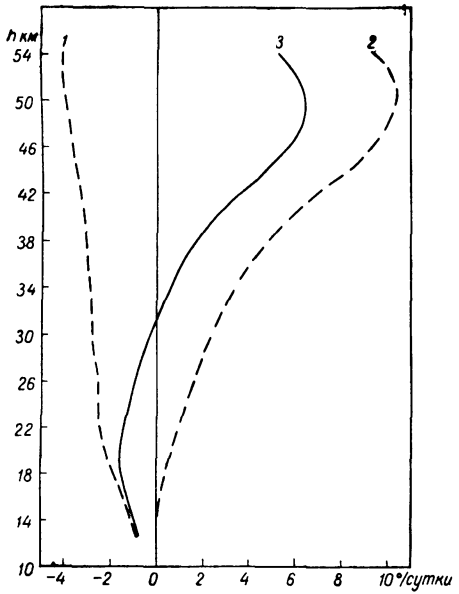


Рис. 190. Вертикальное распределение радиационных изменений температуры (*град/сутки*). Апрель, 60—70° с. ш.

1 — за счет лучистого теплообмена, *2* — за счет поглощения солнечной радиации, *3* — суммарное изменение температуры.

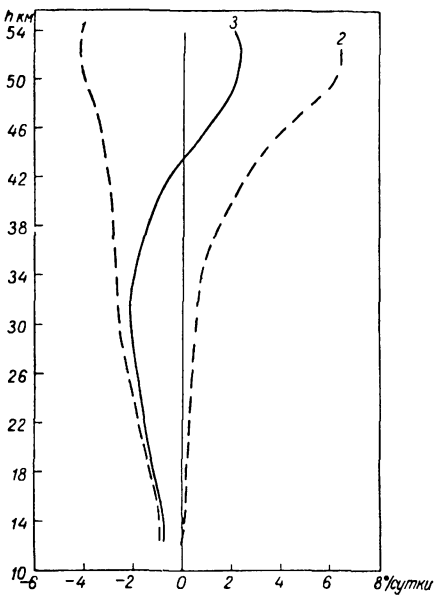


Рис. 191. Вертикальное распределение радиационных изменений температуры (*град/сутки*). Октябрь, 60—70° с. ш.

Усл. обозначения см. рис. 190.

тепла в слое 25—30 *км*, особенно в теплую половину года (см., например, данные рис. 192, относящиеся к апрелю).

Очень интересная особенность теплового режима стратосферы вблизи максимума температуры на высоте 50 *км* была установлена Р. Крэйгом и Д. Орингом. Как известно, концентрацию озона на этой высоте можно считать равновесной. Однако установлено, с другой стороны, что равновесная концентрация озона зависит от температуры, убывая с ростом температуры. Следовательно, увеличение температуры за счет

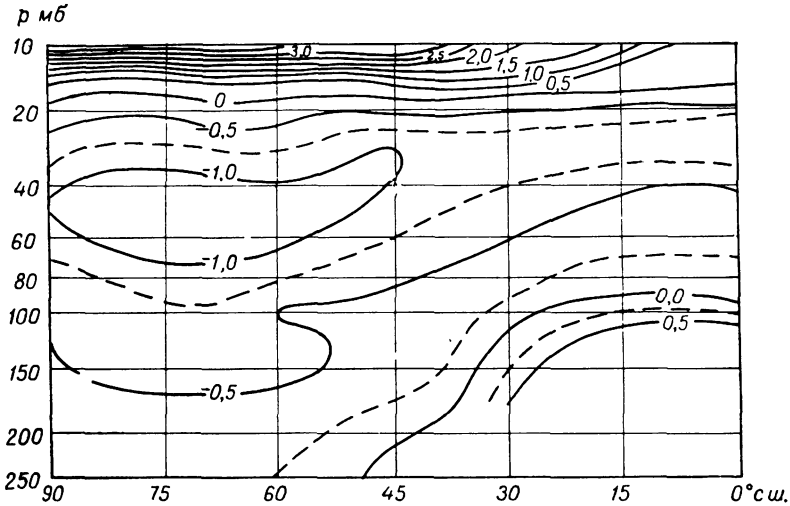


Рис. 192. Вертикальное распределение радиационных изменений температуры в северном полушарии (*град/сутки*). Апрель.

поглощения солнечной радиации влечет за собой уменьшение концентрации озона, а это в свою очередь приводит к уменьшению поглощения. Таким образом, наличие температурной зависимости концентрации озона является стабилизирующим фактором, предотвращающим устойчивое повышение или понижение температуры на уровне 50 *км*.

Рисунок 190 показывает, что наличие в атмосфере максимума температуры вблизи уровня 50 *км* следует приписать существованию на этом уровне максимального лучистого притока тепла. Что же касается роста температуры с высотой в слое стратосферы ниже 50 *км*, то он, несомненно, обусловлен возрастающим с высотой поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации озоном. Убывание температуры выше максимума на уровне 50 *км* связано, по-видимому, с происходящим выше этого уровня уменьшением поглощения ультрафиолетовой радиации озоном.

Выполненные за последние годы теоретические исследования позволили внести некоторую ясность в вопрос о причинах суточного хода температуры в стратосфере. По-видимому, главным фактором суточного хода температуры является суточная изменчивость поглощения солнечной радиации озоном. По данным Ф. Джонсона, получается, например, что суточные изменения температуры за счет поглощения солнечной радиации озоном максимальны на высоте *около* 50 *км* и составляют 5—8°, уменьшаясь на 1° на высотах около 30 и 70 *км*. Примерно такие же результаты были получены и Д. Пресманом.

Согласно Пресману, в низких и умеренных широтах характер суточного хода температуры в стратосфере на высотах от 30 до 60 *км* почти не изменяется в зависимости от времени года (склонения солнца). Лишь в высоких широтах (около 75° с. ш. и севернее) имеет место ясно выраженная связь между амплитудой суточного хода температуры и склонением солнца: с увеличением продолжительности дня амплитуда температуры уменьшается.

К сожалению, экспериментальные данные по суточному ходу температуры в стратосфере очень скудны, и это затрудняет проверку теоретических расчетов.

Хотя рассмотренные выше результаты убедительно свидетельствуют в пользу того, что тепловой режим стратосферы контролируется в первую очередь радиацией, тем не менее остается до сих пор открытым вопрос о роли других факторов, и в частности турбулентного перемешивания. Такие широко известные факты, как перемешанность атмосферы до больших высот, существование стратосферных струйных течений и др., несомненно, свидетельствуют о том, что чисто радиационная теория теплового режима стратосферы не может быть исчерпывающей. К сожалению, до сих пор не было сделано сколько-нибудь успешных попыток построения конвективно-радиационной теории теплового режима стратосферы. Лишь в недавней работе В. Чиу и Р. Гринфилда предпринята попытка оценить вклад различных факторов в теплообмен в нижней части стратосферы (от тропопаузы до уровня 20 *км*). Эти авторы рассчитали вклад различных факторов (лучистого притока тепла, адвекции тепла, вертикального конвективного и турбулентного теплообмена), определяющих изменение температуры за 12 *час* на изобарических поверхностях 200, 100 и 50 *мб*. Считалось при этом, что вклад радиации можно выделить, если осреднить 12-часовые разности температуры по большому числу зондирований в различных пунктах (предполагается, что среднее изменение температуры за 12 *час* полностью определяется радиационными факторами). Расчеты показывают, что вычисленные таким образом радиационнообусловленные изменения температуры колеблются от 0,15° С на поверхности 200 *мб* зимой до 0,35° С на поверхности

115 *мб* летом. Адвективное изменение температуры вычислялось по картам барической топографии и изменялось зимой от 4,5° С на уровне 200 *мб* до 1,0° С на уровне 50 *мб*. Летом влияние адвекции тепла несколько меньше (все эти результаты получены по данным аэрологических зондирований в США). Сравнение упомянутых величин показывает, что влияние адвекции тепла на изменение температуры в нижней стратосфере гораздо существеннее, чем влияние радиации. Лишь на поверхности 50 *мб* оба фактора становятся, по-видимому, равноценными.

Разумеется, упомянутые оценки следует рассматривать как ориентировочные и условные. Эти оценки отчетливо иллюстрируют, однако, важность учета динамических факторов при построении теории теплового режима стратосферы.

2. Мезосфера. Мезосферой в настоящее время принято называть слой атмосферы между высотами 50 и 80 *км*. Таким образом, рассмотренные выше результаты касаются не только стратосферы в обычном понимании (слой атмосферы от тропопаузы до уровня 50 *км*), но и частично мезосферы. Теперь мы продолжим это рассмотрение, для того чтобы выяснить теоретические представления о закономерностях теплового режима мезосферы в целом. Если для стратосферы радиация является важным фактором, контролирующим тепловой режим, то к мезосфере это относится в еще большей степени. Именно поэтому основное внимание весьма немногочисленных работ по теории теплового режима мезосферы посвящено расчетам лучистого притока тепла и соответствующих радиационных изменений температуры.

Как это вытекает из предыдущего изложения, основной вклад в коротковолновый лучистый приток тепла в нижней половине мезосферы вносит поглощение ультрафиолетовой солнечной радиации озоном. Именно этот фактор обусловливает наличие зоны максимального радиационного нагревания в слое 45—55 *км*. Второй важной компонентой, сильно поглощающей солнечную радиацию является молекулярный кислород, обладающий интенсивными полосами поглощения в области вакуумного ультрафиолета. По данным Р. Пендорфа, максимальный приток тепла за счет поглощения солнечной радиации кислородом имеет место на высотах около 100 *км*, причем радиационное изменение температуры в слое максимума поглощения может достигать 68°/12 *час*. Эти данные согласуются с более поздними результатами Р. Маргетройда и Р. Гуди. Однако величины радиационного нагревания, полученные этими авторами, оказались существенно меньшими (порядка 10—15°/*сутки* вблизи уровня 100 *км*). В упомянутой работе Маргетройда и Гуди выполнено наиболее полное в настоящее время теоретическое исследование лучистого притока тепла в мезосфере (точнее, эти авторы рассматривают высоты от 30 до 90 *км*). Выполненные расчеты позволили построить средний меридиональный профиль величин

радиационного нагревания за счет поглощения солнечной радиации озоном и кислородом для северного полушария и всех месяцев года.

Сравнение с данными аналогичных расчетов Д. Пресмана обнаруживает качественное согласование, хотя количественно результаты расходятся весьма заметно. Последнее объясняется тем, что Р. Маргетройд и Р. Гуди учли поглощение не только озоном, но и кислородом. Существенное значение имеет также различие в исходных вертикальных профилях концентрации озона: вертикальному распределению озона, принятому Маргетройдом и Гуди, соответствуют более высокие, чем у Пресмана, концентрации озона выше 40 *км* и более низкие ниже 40 *км*. По этой причине Маргетройд и Гуди получили меньшие значения притока тепла за счет поглощения солнечной радиации ниже 40 *км* и большие выше 40 *км*. Наиболее важной особенностью результатов, касающихся поглощения солнечной радиации, является установление наличия максимумов радиационного нагревания на уровнях 45—55 и 100 *км* и минимума (здесь величины радиационного нагревания близки к нулю) вблизи 80 *км*. Это можно видеть, например, на рис. 193. Таким образом, вертикальное распределение коротковолнового лучистого притока тепла оказывается подобным вертикальному профилю температуры. Однако для сопоставления этих двух профилей важно выяснить, какую роль играет длинноволновая компонента лучистого потока тепла. В условиях мезосферы наиболее важную роль в длинноволновом лучистом притоке тепла играет полоса поглощения углекислого газа 15 μ и полоса озона 9,6 μ. В табл. 178 приведены для иллюстрации порядков величин результаты расчетов, выполненных для полосы CO_2 15 μ и стандартной стратификации атмосферы.

Таблица 178

Радиационные изменения температуры (*град/сутки*), обусловленные полосой поглощения CO_2 15 μ

	Высота, *км*							
	25	30	35	40	45	50	55	60
По Плессу	—1,3	—2,3	—3,3	—4,5	—4,9	—4,6	—4,0	—2,3
По Маргетройду и Гуди	—1,7	—2,8	—4,1	—5,2	—6,6	—6,8	—5,0	—3,8

Полоса озона 9,6 μ также обусловливает радиационное охлаждение, но заметно меньшее по величине (максимальная величина в данном случае составляет —3,0°/*сутки*). Результирующие радиационные изменения температуры (с учетом коротковолно-

вой и длинноволновой компонент) показаны на рис. 194. Как видно, коротковолновая и длинноволновая компоненты лучистого притока тепла в существенной степени взаимно компенси-

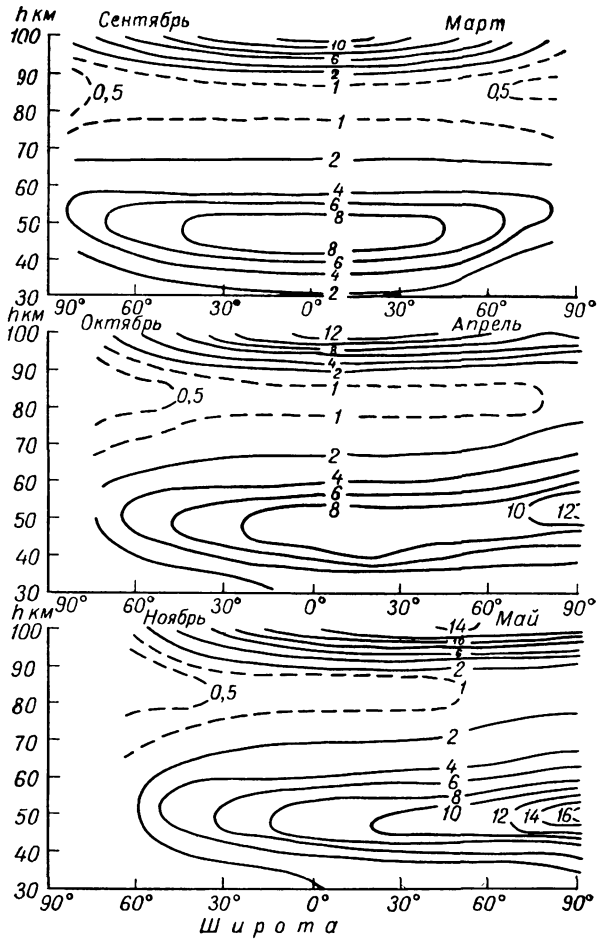


Рис. 193. Изменение температуры на различных высотах за счет поглощения солнечной радиации (*град/сутки*).

руются. В результате обширная область стратосферы и мезосферы близ экватора находится в состоянии, близком к лучистому равновесию. Отсюда вытекает, что в этой области стратосферы и мезосферы вертикальный перенос тепла за счет нерадиационных процессов должен быть малым. Значительные

отклонения от состояния лучистого равновесия имеют место в полярных областях, что должно, по-видимому, повлечь за собой адвективный перенос тепла в верхней части мезосферы от летнего к зимнему полюсу.

Что касается закономерностей среднего вертикального распределения температуры в мезосфере, то их интерпретация с помощью данных рис. 194 затруднительна, поскольку в данном

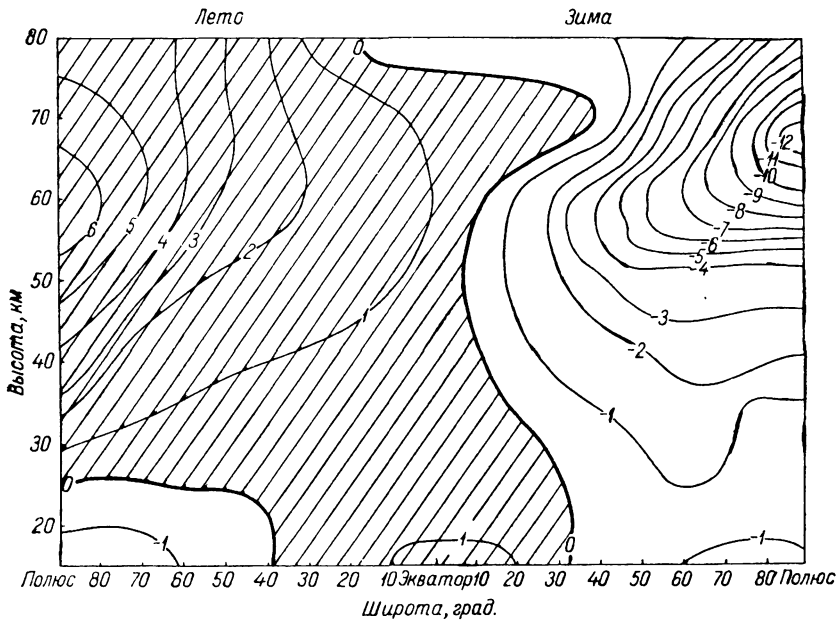


Рис. 194. Меридиональный разрез величин радиационных изменений температуры.
Область радиационного нагревания заштрихована.

случае трудно говорить о подобии вертикальных профилей температуры и лучистого притока тепла. Эти данные не только не облегчают, но затрудняют объяснение основных особенностей вертикального профиля температуры, поскольку не обнаруживают ни максимального притока тепла вблизи высоты 50 *км*, ни минимального притока тепла на уровне 80 *км*. Последний результат находится в несомненном противоречии с теми данными, которые были рассмотрены выше. Однако каковы причины столь существенных расхождений результатов расчетов различных авторов, сказать трудно. По-видимому, главную роль играют недостаточная надежность (и неидентичность) исходных данных для расчетов, а также различия в методах расчетов. Несомненно также, что в верхней части мезосферы будут играть существен-

ную роль те отклонения от состояния локального термодинамического равновесия (и, следовательно, нарушение закона Кирхгофа), о которых шла речь в главе I.

§ 5. Соотношение между лучистым и турбулентным теплообменом в приземном слое атмосферы

Как было отмечено выше, рассматриваемый вопрос следует решать в рамках теории нестационарного теплового режима приземного слоя атмосферы. Обратимся теперь к обсуждению такого решения задачи о соотношении между лучистым и турбулетным теплообменом в приземном слое атмосферы, используя результаты, полученные автором и К. Е. Якушевской.

Достаточно последовательной является следующая постановка нестационарной задачи о теплообмене. Задаются определенные начальные и граничные условия. Предполагается, что действует как турбулентный, так и лучистый теплообмен. Ищется изменение температуры $\Delta T_{л+т}$ за конечный промежуток времени Δt. Затем определяется изменение температуры $\Delta T_т$, обусловленное одним турбулентным теплообменом, и изменение температуры $\Delta T_л$, обусловленное одним лучистым теплообменом. Во всех трех случаях сохраняются одни и те же граничные и начальные условия и рассматривается одинаковый промежуток времени Δt. Полученные величины $\Delta T_{л+т}$, $\Delta T_т$ и $\Delta T_л$ сравниваются между собой. Можно ожидать, что в результате такого сравнения выявится значение каждого из видов теплообмена.

Процесс изменений температуры под влиянием лучистого и турбулентного теплообмена без учета солнечной радиации (ночь) описывается системой уравнений:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial F}{\partial z} \quad (z \geqslant 0), \tag{11.23}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{\cos \vartheta}{\rho_w} \frac{\partial G_\lambda (z, \vartheta)}{\partial z} &= k_\lambda [G_\lambda (z, \vartheta) - E_\lambda (z)] \\ \frac{\cos \vartheta}{\rho_w} \frac{\partial U_\lambda (z, \vartheta)}{\partial z} &= k_\lambda [E_\lambda (z) - U_\lambda (z, \vartheta)] \end{aligned}\right\} \tag{11.24}$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} = k^* \frac{\partial^2 T^*}{\partial z^2} \quad (z \leqslant 0). \tag{11.25}$$

Уравнение (11.23) — уравнение притока тепла в воздухе; (11.24) — уравнение переноса лучистой энергии; (11.25) — уравнение притока тепла в почве. Обозначения следующие: T — температура воздуха; T^* — температура почвы; λ — коэффициент турбулентной теплопроводности; ϑ — зенитный угол; k_λ — коэффициент поглощения при длине волны λ; $E_\lambda (z)$ — функция Планка; k^* — коэффициент температуропроводности почвы;

$G_\lambda(z, \vartheta)$ и $U_\lambda(z, \vartheta)$ —нисходящий и восходящий потоки теплового излучения соответственно; $F = \int_0^\infty (U_\lambda - G_\lambda)\, d\lambda$; z — вертикальная координата.

В качестве краевых условий примем:

$$\begin{gathered} G_\lambda(w_\infty) = 0, \\ U_\lambda(0) = E_\lambda(0), \\ T(0, t) = T^*(0, t) = T_3, \\ \lambda^* \frac{\partial T^*}{\partial z} - \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = F. \end{gathered} \tag{11.26}$$

Третье уравнение в системе (11.26) представляет собой краевое условие непрерывности температуры на уровне подстилающей поверхности, четвертое уравнение (11.26) — условие теплового баланса на уровне земной поверхности; λ^* — коэффициент теплопроводности почвы.

Систему (11.23), (11.25) дополним начальными условиями:

$$\begin{aligned} T(z, t_0) &= f(z), \\ T^*(z, t_0) &= f^*(z). \end{aligned} \tag{11.27}$$

Для решения задачи можно использовать несколько видоизмененную математическую схему решения, предложенную М. С. Малкевичем.

Для изменения коэффициента турбулентного обмена с высотой принята модель Швеца—Юдина:

$$\begin{aligned} k(z) &= k_0\left(\varkappa + \frac{z}{h}\right), \quad 0 \leqslant z \leqslant h; \\ k(z) &= k_0(\varkappa + 1) \simeq k_0, \quad h \leqslant z \leqslant \infty. \end{aligned} \tag{11.28}$$

Здесь $k_0\varkappa$ — коэффициент молекулярной температуропроводности, k_0 — коэффициент температуропроводности вне приземного слоя атмосферы.

Решение в численном виде получено пока для самого простого случая — атмосферы с начальным изотермическим распределением температуры по высоте. Результаты расчета изменений температуры через 4 *час* представлены в табл. 179.

Обсуждаемое решение получено лишь в первом приближении. Это значит, что лучистый приток тепла в течение рассматриваемого промежутка времени остается таким же, как и в начальный момент. Величина $\Delta T°_{л}$C составляет — 1,78°/4 *час* и почти не зависит от высоты. Сравнение $\Delta T_{л+т}$, $\Delta T_т$ и $\Delta T_л$ показывает, что изменения температуры за конечный промежуток времени, обусловленные различными видами теплообмена, не являются

аддитивными, как это нередко считают, сравнивая наблюдаемые изменения температуры с радиационными.

Таблица 179

Охлаждение изотермической атмосферы через 4 *час*

z *см*	$\Delta T_т$ °C	$\Delta T_{л+т}$ °C	z *см*	$\Delta T_т$ °C	$\Delta T_{л+т}$ °C
0	—4,29	—3,76	28,0	—2,05	—1,89
2,0	—3,11	—2,78	200,0	—1,52	—1,45
4,8	—2,82	—2,54	480,0	—1,22	—1,20
24,0	—2,26	—2,06	2 400,0	—0,71	—0,91
			24 000,0	—0,19	—0,43

Результирующее изменение температуры $\Delta T_{л+т}$ в нижних 5 *м* оказалось выше $\Delta T_т$. Это говорит о том, что, действуя совместно, оба вида теплопередачи могут взаимно ослаблять друг друга. Такой вывод представляется естественным, так как каждый вид теплообмена стремится уменьшить температурные контрасты.

Отсюда вытекает, в частности, что если $\Delta T_{л+т}$ является сравнимым с $\Delta T_т$ или $\Delta T_л$, то это еще не значит, что получено свидетельство доминирующего влияния турбулентного или лучистого теплообмена. Один из видов теплопередачи, будучи небольшим по величине, может оказывать существенное косвенное влияние посредством ослабления другого способа теплообмена.

Первое приближение недостаточно полно отражает взаимодействие лучистого и турбулентного теплообмена. Поэтому получение более точного решения представляет значительный интерес.

Необходимо также в дальнейшем расширить расчеты, варьируя различные параметры, промежутки времени и начальные условия.

В заключение отметим, что обычно постановки задач, в которых используется уравнение притока тепла, не являются логически замкнутыми, поскольку коэффициент турбулентного перемешивания нельзя считать внешним параметром, не зависящим от распределения температуры и ветра. По-видимому, окончательное решение обсуждаемой задачи может быть дано лишь на основе формулирования замкнутой системы уравнений без привлечения результатов полуэмпирической теории турбулентного перемешивания. Это требует в первую очередь создания физической теории атмосферной турбулентности.

ОСНОВНАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Берлянд Т. Г. Распределение солнечной радиации на континентах. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
2. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
3. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
4. Калитин Н. Н. Актинометрия. Гидрометеоиздат, Л., 1938.
5. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца. Гидрометеоиздат, Л., 1954.
6. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
7. Кондратьев К. Я. Метеорологические спутники. Гидрометеоиздат, Л., 1963.
8. Мешков В. В. Основы светотехники. ч. I, Госэнергоиздат, 1957; ч. II, 1961.
9. Пясковская-Фесенкова Е. В. Исследования рассеяния света в земной атмосфере. Изд. АН СССР, 1957.
10. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, М., 1956.
11. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. ИЛ, М., 1953.
12. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, М.-Л., 1951.
13. Янишевский Ю. Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеоиздат, Л., 1957.
14. Актинометрия и атмосферная оптика. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
15 Исследования по физике атмосферы. ИФА АН ЭССР, № 1, 1959; № 2, 1960; № 3, 1962.
16 Научные сообщения Института геологии и географии АН ЛитССР, т. XIII, 1962.
17. Проблемы физики атмосферы, вып. 1 и 2. Изд. ЛГУ, 1963.
18. Прожекторный луч в атмосфере. Под общей ред. Г. В. Розенберга. Изд. АН СССР, М., 1960.
19. Труды Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова, вып. 46, 1955; вып. 80, 1959; вып. 100, 1960; вып. 109, 1961.
20. Труды Центральной аэрологической обсерватории, вып. 8, 1952; вып. 13, 1954; вып. 23, 1957; вып. 32, 1959.
21. Труды Института физики атмосферы АН СССР, № 1, 1958; № 3, 1962.
22. Труды Астрофизического института АН КазССР, т. III, 1962.
23. Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, т. VIII, 1963.
24. Dietze G. Einfuhrung in die Optik der Atmosphare. Leipzig, 1957.
25. Foitzik L. und Hinzpeter H. Sonnenstrahlung und Lufttrubung. Leipzig, 1958.
26. Link F. Die Mondfinsternisse. Leipzig, 1956.
27. Elsasser W. M. with Culberston M. F. Atmospheric Radiation Tables. Meteorological Monographs, vol. 4, No 23, 1960.
28. Goody R. M. Atmospheric ratiation. I. Theoretical Basis. Oxford at the Clarendon Press, 1964.

	$\bar{2},00$	$\bar{1},00$	$\bar{1},20$	$\bar{1},40$	$\bar{1},60$	$\bar{1},80$	0,00	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80
$\bar{4},00$	868	854	848	841	832	823	812	806	800	793	787	781	774	768	761
$\bar{4},10$	864	850	844	837	828	819	808	802	796	789	783	777	770	764	757
$\bar{4},20$	858	844	838	831	822	813	802	796	790	783	777	771	764	758	751
$\bar{4},30$	853	838	833	825	816	807	796	790	784	777	771	765	758	752	745
$\bar{4},40$	845	831	825	818	809	800	789	783	777	770	764	758	751	745	738
$\bar{4},50$	838	823	817	810	801	792	781	775	769	762	756	750	743	737	730
$\bar{4},60$	829	815	809	802	793	784	773	767	761	754	748	742	735	729	722
$\bar{4},70$	820	806	800	794	784	775	764	758	752	745	739	733	726	720	713
$\bar{4},80$	811	797	791	784	775	766	755	749	743	736	730	724	717	711	704
$\bar{4},90$	800	786	780	773	764	755	744	738	732	725	719	713	706	700	693
$\bar{3},00$	786	773	767	760	751	742	731	725	719	712	706	700	693	687	680
$\bar{3},10$	774	760	754	747	738	729	718	712	706	699	693	687	680	674	667
$\bar{3},20$	759	746	740	733	724	715	704	698	692	685	679	673	666	660	653
$\bar{3},30$	743	730	724	716	707	698	687	681	675	668	662	656	649	643	636
$\bar{3},40$	728	714	708	701	692	683	672	666	660	653	647	641	634	628	621
$\bar{3},50$	714	700	694	687	678	669	658	652	646	639	633	627	620	614	607
$\bar{3},60$	700	686	680	673	664	655	644	639	633	626	619	613	606	600	593
$\bar{3},70$	687	673	667	660	651	642	631	626	620	613	606	600	593	587	580
$\bar{3},80$	674	660	654	647	638	629	619	613	607	600	594	587	580	574	568
$\bar{3},90$	661	647	641	634	625	616	606	600	594	587	581	574	567	561	555
$\bar{2},00$	648	634	628	621	612	603	593	587	581	574	568	561	555	548	542
$\bar{2},10$	634	620	614	607	599	590	580	574	568	561	555	548	542	535	529
$\bar{2},20$	621	607	601	594	585	577	567	561	555	548	541	534	528	522	516
$\bar{2},30$	607	593	587	580	572	563	553	547	541	535	528	521	515	508	502
$\bar{2},40$	592	578	572	566	558	548	538	533	527	520	514	507	500	494	488

$P\ (w,\ u)$

0,90	1,00	1,10	1,20	1,30	1,40	1,50	1,60	1,70	1,80	1,90	2,00	2,10	2,20	2,30	2,40	2,50
755	749	744	739	733	727	722	717	711	706	701	696	691	686	682	677	673
751	745	740	735	729	723	718	713	707	702	697	692	687	682	678	673	669
745	739	734	729	723	717	712	707	701	696	691	686	681	676	672	667	663
739	733	728	723	717	711	706	701	695	690	685	680	675	670	666	661	657
732	726	721	716	710	704	699	694	688	683	678	673	668	663	659	654	650
724	718	713	708	702	696	691	686	680	675	670	665	660	655	651	646	642
716	710	705	700	694	688	683	678	672	667	662	657	652	647	643	638	634
707	701	696	691	685	679	674	669	663	658	653	648	643	638	634	629	625
698	692	687	682	676	670	665	660	654	649	644	639	634	629	625	620	616
687	681	676	671	665	659	654	649	643	638	633	628	623	618	614	609	605
674	668	663	658	652	646	641	636	630	625	620	615	610	605	601	596	592
661	655	650	645	639	633	628	623	617	612	607	602	597	592	588	583	579
647	641	636	631	625	619	614	609	603	598	593	588	583	578	574	569	565
630	624	619	614	608	602	597	592	586	581	577	572	567	562	558	553	549
615	609	604	599	593	587	582	577	571	566	562	557	552	547	543	538	534
601	595	590	585	579	573	568	563	557	552	548	543	538	533	529	524	520
588	582	577	572	566	560	555	550	544	539	535	530	525	520	516	511	507
575	569	564	559	553	547	542	537	531	526	522	517	512	507	503	498	494
562	556	551	546	540	534	529	524	519	514	509	504	499	494	490	486	482
549	543	538	533	527	521	516	511	506	501	496	491	486	481	477	473	469
537	531	526	521	515	509	504	499	494	489	484	479	474	469	465	461	457
523	517	512	507	501	495	491	486	481	476	471	466	461	456	452	447	443
510	504	499	494	488	483	478	473	468	463	458	453	448	443	439	434	430
497	491	486	481	475	469	464	459	455	449	444	439	434	430	426	421	417
483	477	472	467	461	456	451	446	442	437	431	426	422	416	412	408	404

	$\bar{2}.00$	$\bar{1},00$	$\bar{1}.20$	$\bar{1}.40$	$\bar{1}.60$	$\bar{1}.80$	0.00	0.10	0.20	0,30	0.40	0,50	0.60	0.70	0.80
$\bar{2},50$	578	564	558	551	544	535	525	520	514	507	500	493	487	481	475
$\bar{2},60$	562	549	543	537	529	520	510	505	498	492	485	479	473	467	461
$\bar{2},70$	545	532	526	520	512	503	494	489	483	476	469	463	457	451	445
$\bar{2},80$	529	516	510	504	496	487	478	473	467	461	454	448	442	436	430
$\bar{2},90$	511	498	493	487	479	471	461	456	450	444	438	432	426	421	415
$\bar{1},00$	492	480	475	469	461	453	444	438	433	427	421	415	409	404	398
$\bar{1},10$	472	460	454	448	441	433	425	419	415	409	403	397	392	387	382
$\bar{1},20$	452	440	435	429	422	414	406	401	396	390	385	380	374	369	365
$\bar{1},30$	428	417	413	407	401	392	384	379	375	370	365	359	354	349	345
$\bar{1},40$	405	394	390	384	378	371	364	359	354	349	345	340	335	330	326
$\bar{1},50$	380	369	365	360	354	347	341	337	333	328	323	319	315	310	306
$\bar{1},60$	352	341	338	332	327	320	314	311	307	304	301	297	293	289	285
$\bar{1},70$	322	312	308	304	299	293	288	285	282	280	277	274	270	267	264
$\bar{1},80$	292	283	280	277	274	269	264	261	258	255	253	250	247	245	242
$\bar{1},90$	262	255	253	249	246	242	238	236	233	230	228	226	224	222	218
0,00	231	226	225	221	219	216	212	210	208	206	204	202	200	198	196
0,10	201	197	195	193	190	187	185	184	182	180	178	176	174	173	172
0,20	170	167	166	164	162	160	158	157	155	154	153	151	150	149	148
0,30	141	139	138	137	135	134	133	132	131	130	129	128	127	127	126
0,40	115	115	114	113	112	111	110	109	108	108	107	107	106	106	105
0,50	91	91	91	90	90	89	88	88	88	88	87	87	87	86	86
0,60	72	72	72	72	71	71	71	70	70	70	70	70	70	69	69
0,70	56	56	56	56	56	56	56	55	55	55	55	55	55	55	55
0,80	43	43	43	43	43	43	43	43	43	43	43	43	43	42	42
0,90	32	32	32	32	32	32	32	32	32	32	32	32	32	32	31
1,00	23	23	23	23	23	23	23	23	23	23	23	23	22	22	22

0,90	1,00	1,10	1.20	1.30	1.40	1,50	1.60	1,70	1,80	1,90	2,00	2,10	2.20	2.30	2.40	2.50
470	464	459	454	448	443	438	433	428	423	418	413	408	403	399	394	390
456	450	445	440	434	429	424	419	414	409	404	399	395	391	387	382	378
440	435	430	425	419	414	409	404	399	394	390	385	380	376	372	367	363
425	420	415	410	404	399	395	390	386	381	376	371	367	362	358	354	350
410	405	400	395	389	384	380	375	371	366	361	357	353	348	344	340	336
393	388	383	378	373	368	364	359	355	350	346	342	338	333	329	326	322
377	372	367	362	357	352	348	343	339	335	331	327	323	318	314	311	307
360	355	350	345	341	336	332	327	323	320	316	312	308	304	300	297	294
340	335	330	326	322	318	314	310	306	303	299	296	293	289	285	282	279
321	316	311	307	304	301	297	293	290	287	283	280	277	273	270	267	263
302	297	293	289	286	282	279	276	272	269	266	263	260	256	253	250	246
281	278	274	270	267	264	261	258	256	253	250	247	244	240	237	234	230
260	256	253	250	247	244	242	240	238	235	233	230	227	224	221	219	217
239	236	233	230	227	225	224	222	220	218	215	212	209	207	205	203	201
215	213	211	209	207	205	203	202	201	199	196	193	191	189	187	185	183
194	192	190	188	186	184	182	180	179	177	176	174	173	171	169	168	167
170	168	167	165	163	161	160	159	158	157	156	155	154	152	151	150	148
147	146	145	144	143	142	141	140	139	138	137	136	135	134	133	132	131
126	125	125	124	123	122	121	120	119	118	118	117	117	116	115	114	113
105	104	104	104	103	103	103	102	102	101	101	100	100	99	98	97	97
86	85	85	85	84	84	84	83	83	83	83	82	82	82	81	81	81
69	69	69	69	69	69	68	68	68	68	68	67	67	67	67	67	66
55	55	55	55	55	54	54	54	54	54	54	53	53	53	53	53	53
42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42	42
31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31	31
22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22	22

lg w	lg m										
	$\bar{4},00$	$\bar{3},00$	$\bar{3},50$	$\bar{2},00$	$\bar{2},10$	$\bar{2},20$	$\bar{2},30$	$\bar{2},40$	$\bar{2},50$	$\bar{2},60$	$\bar{2},70$
$\bar{4},00$	87	87	86	83	82	81	80	78	76	73	71
$\bar{2},00$	87	87	86	83	82	81	80	78	76	73	71
$\bar{1},00$	86	85	84	81	80	79	78	76	74	72	69
$\bar{1},20$	84	84	83	80	79	78	77	76	74	72	69
$\bar{1},40$	82	82	82	79	78	77	76	75	73	71	68
$\bar{1},60$	80	80	80	77	76	75	74	73	71	69	66
$\bar{1},80$	77	77	77	75	74	73	71	69	67	65	63
$\bar{1},84$	76	76	76	74	74	73	71	69	67	65	63
$\bar{1},88$	76	75	75	72	73	72	70	68	66	64	62
$\bar{1},92$	75	74	74	71	71	70	69	67	65	63	61
$\bar{1},96$	74	73	73	70	70	69	68	66	65	63	61
0,00	73	72	72	69	68	68	67	65	64	62	60
0,04	72	71	70	68	68	67	66	64	63	61	59
0,08	70	70	69	67	67	66	65	63	62	60	58
0,12	69	69	68	66	66	65	64	62	61	59	57
0,16	67	67	66	64	64	63	62	61	60	58	56
0,20	66	66	65	63	63	62	61	60	59	57	55
0,24	64	64	63	61	61	60	59	58	57	55	54
0,28	62	62	61	59	59	58	57	56	55	54	52
0,32	60	60	59	57	57	56	55	54	53	52	51
0,36	58	58	57	56	56	55	54	53	52	50	49
0,40	56	56	55	54	53	53	52	50	49	48	47
0,44	54	54	53	52	52	52	50	49	48	47	46
0,48	52	52	51	50	50	49	48	47	46	44	43
0,52	50	50	49	47	47	46	45	44	43	42	41
0,56	48	48	47	45	45	44	43	42	41	40	39
0,60	45	45	44	43	43	42	41	40	39	38	37
0,64	43	43	42	41	41	40	39	38	38	37	36
0,68	40	40	39	38	38	37	37	36	35	35	34
0,72	37	37	37	36	36	35	34	34	33	32	31
0,76	34	34	34	33	33	32	32	31	31	30	29
0,80	31	31	31	30	30	29	29	28	28	27	27
0,84	28	28	28	27	27	27	26	26	26	25	25
0,88	25	25	25	25	25	25	24	24	23	23	22
0,92	23	23	23	23	23	23	22	22	21	21	20
0,96	21	21	21	20	20	20	19	19	19	18	18
1,00	19	19	19	18	18	18	17	17	17	16	16

ΔP (w, m)

lg m												
$\bar{2},80$	$\bar{2},90$	$\bar{1},00$	$\bar{1},10$	$\bar{1},20$	$\bar{1},30$	$\bar{1},40$	$\bar{1},50$	$\bar{1},60$	$\bar{1},70$	$\bar{1},80$	$\bar{1},90$	0,00
68	65	62	58	55	51	48	45	42	40	38	36	34
68	65	62	58	55	51	48	45	42	40	38	36	34
67	64	61	57	53	50	47	44	41	39	37	35	32
67	64	60	57	53	50	47	44	41	39	37	35	32
66	63	59	56	52	49	46	43	40	38	36	34	32
64	61	57	54	51	48	45	42	39	37	35	33	31
62	59	55	52	49	46	44	41	38	36	34	33	31
62	58	54	51	48	45	44	41	38	36	34	32	30
61	58	54	51	48	45	43	40	37	35	33	32	30
60	57	53	50	47	44	42	39	37	35	33	31	29
59	56	52	49	46	43	41	38	36	34	32	31	29
58	55	51	48	45	43	40	38	35	34	32	30	28
57	54	50	47	44	42	39	37	35	33	31	30	28
56	53	49	46	43	41	38	36	34	33	31	29	27
55	52	48	45	42	40	37	35	34	32	30	29	27
54	51	47	44	41	39	36	34	33	32	30	28	26
53	50	46	43	40	38	36	34	32	31	29	28	26
52	49	45	42	39	37	35	33	31	30	29	27	25
50	47	44	41	38	36	34	32	30	29	28	26	24
49	46	43	40	37	35	33	31	29	28	27	25	23
47	44	41	39	36	34	32	30	28	27	26	25	23
45	43	40	38	35	33	31	29	27	26	25	24	22
43	41	38	36	34	32	30	28	26	25	24	23	21
41	39	37	35	33	31	29	27	25	24	23	22	20
39	37	35	33	31	29	28	26	24	23	22	21	19
38	36	34	32	30	28	27	25	23	22	21	20	18
36	34	32	30	28	26	25	24	22	21	20	19	17
35	33	31	29	27	25	24	22	21	20	19	18	16
33	31	29	28	26	24	23	21	20	19	18	17	15
30	29	27	26	24	22	21	20	19	18	17	16	14
28	27	25	24	23	21	20	18	17	17	16	15	13
26	25	24	22	21	19	18	16	15	15	14	13	12
24	23	22	20	19	17	16	15	14	13	13	12	11
21	21	20	19	18	16	15	14	13	12	12	11	10
19	19	18	17	16	15	14	13	12	11	11	10	10
17	17	16	15	14	13	12	11	11	10	10	9	8
15	15	14	13	12	11	10	10	9	9	8	8	7

Зависимость атмосферной массы от видимой (измеряемой) высоты солнца (град.)

h	*m*	*h*	*m*	*h*	*m*	*h*	*m*	*h*	*m*	*h*	*m*
90	1,000	40,5	1,538	24,4	2,410	16,9	3,407	11,7	4,831	6,6	8,19
85	1,004	40,0	1,553	24,2	2,428	16,8	3,426	11,6	4,870	6,5	8,30
80	1,015			24,0	2,447	16,7	3,445	11,5	4,910		
75	1,035	39,5	1,570	23,8	2,466	16,6	3,465	11,4	4,950	6,4	8,41
		39,0	1,586	23,6	2,486	16,5	3,485	11,3	4,992	6,3	8,53
74	1,040	38,5	1,604	23,4	2,506	16,4	3,505	11,2	5,034	6,2	8,65
73	1,046	38,0	1,621	23,2	2,526	16,3	3,526	11,1	5,077	6,1	8,77
72	1,052	37,5	1,640	23,0	2,546	16,2	3,546	11,0	5,120	6,0	8,90
71	1,058	37,0	1,658	22,8	2,567	16,1	3,567				
70	1,064	36,5	1,678	22,6	2,588	16,0	3,588	10,9	5,164	5,9	9,03
		36,0	1,698	22,4	2,610	15,9	3,610	10,8	5,210	5,8	9,17
69	1,071	35,5	1,719	22,2	2,632	15,8	3,632	10,7	5,256	5,7	9,30
68	1,078	35,0	1,740	22,0	2,654	15,7	3,654	10,6	5,303	5,6	9,45
67	1,086			21,8	2,677	15,6	3,676	10,5	5,351	5,5	9,59
66	1,094	34,5	1,762	21,6	2,700	15,5	3,699	10,4	5,399		
65	1,103	34,0	1,784	21,4	2,724	15,4	3,722	10,3	5,448	5,4	9,74
		33,5	1,808	21,2	2,748	15,3	3,745	10,2	5,498	5,3	9,90
64	1,112	33,0	1,831	21,0	2,773	15,2	3,768	10,1	5,549	5,2	10,06
63	1,122	32,5	1,856			15,1	3,792	10,0	5,60	5,1	10,22
62	1,132	32,0	1,882	20,8	2,798	15,0	3,816	9,9	5,65	5,0	10,40
61	1,143	31,5	1,910	20,6	2,824			9,8	5,71		
60	1,154	31,0	1,937	20,4	2,850	14,9	3,840	9,7	5,76	4,9	10,57
		30,5	1,966	20,2	2,877	14,8	3,865	9,6	5,82	4,8	10,75
59	1,166	30,0	1,995	20,0	2,904	14,7	3,890	9,5	5,87	4,7	10,94

h	m	h	m	h	m	h	m	h	m	h	m
58	1,178			19,9	2,918	14,6	3,915	9,4	5,93	4,6	11,13
57	1,191	29,8	2,007	19,8	2,932	14,5	3,941	9,3	5,99	4,5	11,33
56	1,205	29,6	2,019	19,7	2,946	14,4	3,967	9,2	6,05		
55	1,220	29,4	2,031	19,6	2,960	14,3	3,993	9,1	6,11	4,4	11,54
		29,2	2,044	19,5	2,975	14,2	4,020	9,0	6,18	4,3	11,75
54	1,235	29,0	2,056	19,4	2,989	14,1	4,047			4,2	11,97
53	1,251	28,8	2,069	19,3	3,004	14,0	4,075	8,9	6,24	4,1	12,20
52	1,267	28,6	2,083	19,2	3,019			8,8	6,31	4,0	12,44
51	1,285	28,4	2,096	19,1	3,034	13,9	4,103	8,7	6,37		
50	1,304	28,2	2,109	19,0	3,049	13,8	4,131	8,6	6,44	3,9	12,69
		28,0	2,123	18,9	3,064	13,7	4,159	8,5	6,51	3,8	12,94
49,5	1,314			18,8	3,079	13,6	4,188	8,4	6,58	3,7	13,20
49,0	1,324	27,8	2,137	18,7	3,095	13,5	4,218	8,3	6,66	3,6	13,48
48,5	1,334	27,6	2,151	18,6	3,110	13,4	4,248	8,2	6,73	3,5	13,76
48,0	1,344	27,4	2,165	18,5	3,126	13,3	4,278	8,1	6,81		
47,5	1,355	27,2	2,180	18,4	3,142	13,2	4,309	8,0	6,88	3,4	14,06
47,0	1,366	27,0	2,195	18,3	3,159	13,1	4,340	7,9	6,96	3,3	14,37
46,5	1,378	26,8	2,211	18,2	3,175	13,0	4,372	7,8	7,05	3,2	14,69
46,0	1,389	26,6	2,226	18,1	3,192	12,9	4,404	7,7	7,13	3,1	15,02
45,5	1,401	26,4	2,242	18,0	3,209	12,8	4,436	7,6	7,21	3,0	15,36
45,0	1,413	26,2	2,258	17,9	3,226	12,7	4,469	7,5	7,30		
		26,0	2,274	17,8	3,243	12,6	4,503			2,5	17,3
44,5	1,426	25,8	2,290	17,7	3,260	12,5	4,537	7,4	7,39	2,0	19,8
44,0	1,438	25,6	2,306	17,6	3,278	12,4	4,572	7,3	7,48	1,5	22,9
43,5	1,451	25,4	2,322	17,5	3,296	12,3	4,607	7,2	7,57	1,0	27,0
43,0	1,464	25,2	2,339	17,4	3,314	12,2	4,643	7,1	7,67	0,5	32,3
42,5	1,478	25,0	2,357	17,3	3,332	12,1	4,679	7,0	7,77		
42,0	1,492			17,2	3,350	12,0	4,716	6,9	7,87	0	39,7
41,5	1,507	24,8	2,374	17,1	3,369	11,9	4,753	6,8	7,97		
41,0	1,522	24,6	2,392	17,0	3,388	11,8	4,792	6,7	8,08		

Распределение энергии в спектре солнца за пределами атмосферы ($m=0$) в абсолютных ($вт/м^2$) и относительных (% по отношению к солнечной постоянной) единицах

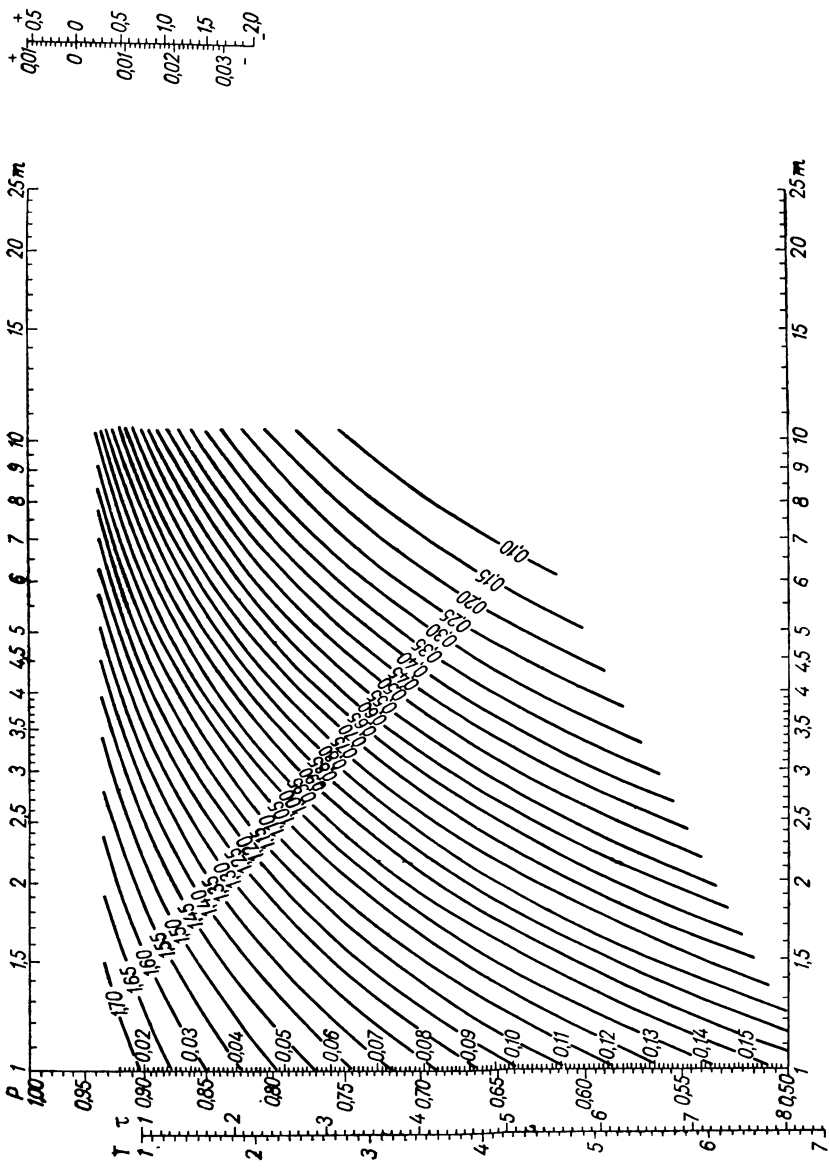
λ мкм	$вт/м^2$	%	λ мкм	$вт/м^2$	%
0—100	0,01	0,001	410—415	9,60	0,69
100—220	0,27	0,02	415—420	9,67	0,69
220—225	0,14	0,01	420—425	9,47	0,68
0—225	0,41	0,03	400—425	46,93	3,36
225—230	0,26	0,02	425—430	8,80	0,63
230—235	0,27	0,02	430—435	8,70	0,62
235—240	0,28	0,02	435—440	9,40	0,67
240—245	0,29	0,02	440—445	10,40	0,74
245—250	0,30	0,02	445—450	10,70	0,77
225—250	1,40	0,10	425—450	48,00	3,44
250—255	0,38	0,03	450—455	10,89	0,78
255—260	0,53	0,04	455—460	10,89	0,78
260—265	0,95	0,07	460—465	10,75	0,77
265—270	1,20	0,09	465—470	10,89	0,78
270—275	1,14	0,08	470—475	10,70	0,77
250—275	4,20	0,30	450—475	54,12	3,88
275—280	1,09	0,08	475—480	10,80	0,77
280—285	1,56	0,11	480—485	10,47	0,75
285—290	2,42	0,17	485—490	10,00	0,72
290—295	3,08	0,22	490—495	10,20	0,73
295—300	3,02	0,22	495—500	10,30	0,74
275—300	11,17	0,80	475—500	51,77	3,71
300—305	3,00	0,21	500—505	9,80	0,70
305—310	3,50	0,25	505—510	9,80	0,70
310—315	3,90	0,28	510—515	9,65	0,69
315—320	4,05	0,29	515—520	9,60	0,69
320—325	4,65	0,33	520—525	9,65	0,69
300—325	19,10	1,37	500—525	48,50	3,47
325—330	5,50	0,39	525—530	9,75	0,70
330—335	5,60	0,40	530—535	9,85	0,71
335—340	5,60	0,40	535—540	9,90	0,71
340—345	5,80	0,42	540—545	9,90	0,71
345—350	5,82	0,42	545—550	9,75	0,70
325—350	28,32	2,03	525—550	49,15	3,52
350—355	5,90	0,42	550—555	9,74	0,70
355—360	5,85	0,42	555—560	9,58	0,69
360—365	6,15	0,44	560—565	9,52	0,68
365—370	6,35	0,45	565—570	9,50	0,68
370—375	6,62	0,47	570—575	9,57	0,69
350—375	30,87	2,20	550—575	47,91	3,43
375—380	6,18	0,44	575—580	9,57	0,69
380—385	6,00	0,43	580—585	9,52	0,68
385—390	5,63	0,40	585—590	9,52	0,68
390—395	5,73	0,41	590—595	9,48	0,68
395—400	7,00	0,50	595—600	9,35	0,67
375—400	30,54	2,19	575—600	47,44	3,40
400—405	8,71	0,62	600—610	18,02	1,29
405—410	9,48	0,68	610—620	17,64	1,26

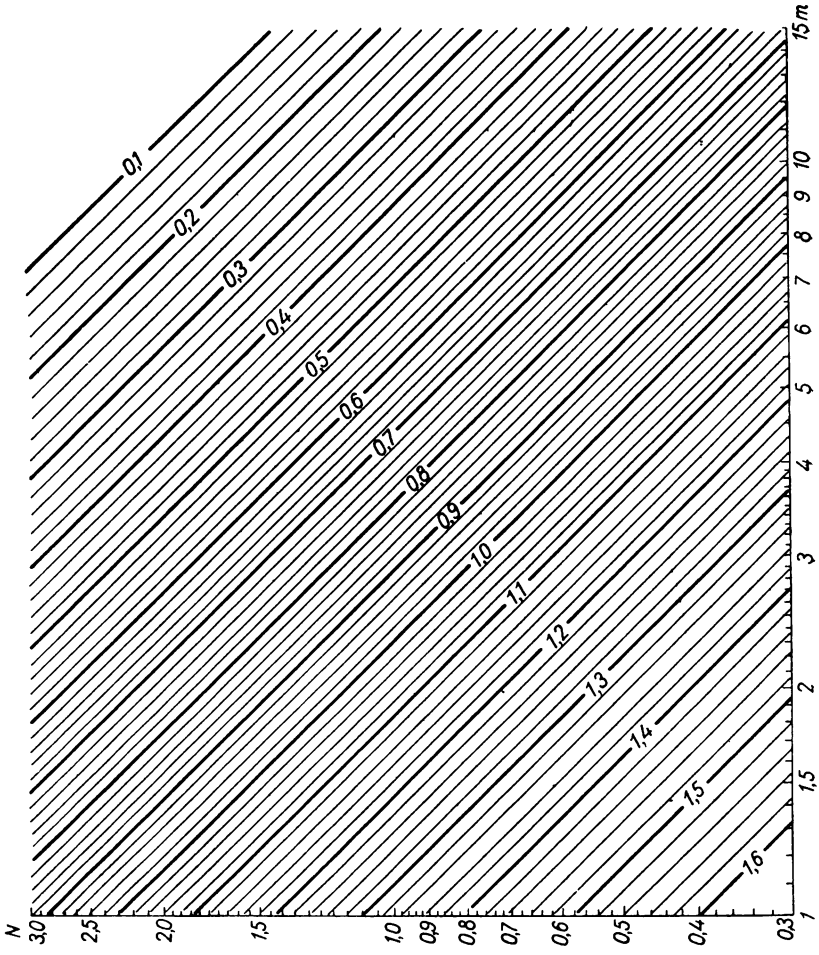
λ mμ	вт/м²	%	λ mμ	вт/м²	%
620—630	17,32	1,24	1070—1080	6,33	0,45
630—640	16,90	1,21	1080—1090	6,19	0,44
640—650	16,61	1,19	1090—1100	6,05	0,43
600—650	86,49	6,19	1050—1100	31,63	2,27
650—660	16,38	1,17	1100—1200	52,92	3,79
660—670	16,25	1,16	1200—1300	42,29	3,03
670—680	15,81	1,13	1300—1400	34,06	2,44
680—690	15,39	1,10	1400—1500	27,68	1,98
690—700	14,95	1,07	1100—1500	156,95	11,24
650—700	78,78	5,64	1500—1600	22,65	1,62
700—710	15,04	1,08	1600—1700	18,70	1,34
710—720	14,41	1,03	1700—1800	15,55	1,11
720—730	14,20	1,02	1800—1900	13,02	0,93
730—740	13,90	1,00	1900—2000	10,98	0,79
740—750	13,47	0,97	1500—2000	80,90	5,80
700—750	71,02	5,09	2000—2100	9,31	0,67
750—760	13,59	0,97	2100—2200	7,95	0,57
760—770	12,98	0,93	2200—2300	6,82	0,49
770—780	12,53	0,90	2300—2400	5,89	0,42
780—790	12,38	0,89	2400—2500	5,10	0,37
790—800	12,08	0,87	2000—2500	35,07	2,51
750—800	63,56	4,55	2500—2600	4,46	0,32
800—810	11,90	0,85	2600—2700	3,90	0,28
810—820	11,58	0,83	2700—2800	3,42	0,24
820—830	11,45	0,82	2800—2900	3,01	0,22
830—840	11,01	0,79	2900—3000	2,66	0,19
840—850	10,71	0,77	2500—3000	17,45	1,25
800—850	56,65	4,06	3000—3100	2,41	0,17
850—860	10,51	0,75	3100—3200	2,06	0,15
860—870	10,21	0,73	3200—3300	1,91	0,14
870—880	10,08	0,72	3300—3400	1,71	0,12
880—890	9,93	0,71	3400—3500	1,53	0,11
890—900	9,63	0,69	3000—3500	9,62	0,69
850—900	50,36	3,61	3500—3600	1,38	0,10
900—910	9,27	0,66	3600—3700	1,24	0,09
910—920	9,14	0,65	3700—3800	1,12	0,08
920—930	8,99	0,64	3800—3900	1,02	0,07
930—940	8,77	0,63	3900—4000	0,92	0,07
940—950	8,55	0,61	3500—4000	5,68	0,41
900—950	44,72	3,20	4000—4100	0,885	0,06
950—960	8,25	0,59	4100—4200	0,806	0,06
960—970	8,15	0,58	4200—4300	0,736	0,05
970—980	8,09	0,58	4300—4400	0,677	0,05
980—990	7,68	0,55	4400—4500	0,617	0,04
990—1000	7,54	0,54	4000—4500	3,721	0,27
950—1000	39,71	2,84	4500—4600	0,557	0,04
1000—1010	7,30	0,52	4600—4700	0,448	0,03
1010—1020	7,15	0,51	4700—4800	0,438	0,03
1020—1030	7,02	0,50	4800—4900	0,428	0,03
1030—1040	6,87	0,49	4900—5000	0,408	0,03
1040—1050	6,73	0,48	4500—5000	2,279	0,16
1000—1050	35,07	2,51	5000—6000	2,79	0,20
1050—1060	6,60	0,47	6000—7000	1,47	0,11
1060—1070	6,46	0,46	7000—	2,65	0,19

Распределение энергии в спектре солнца на уровне моря при $m=2$

$\lambda\mu$	S_λ	$\lambda\mu$	S_λ	$\lambda\mu$	S_λ
вт/м² · mμ		*вт/м² · mμ*		*вт/м² · mμ*	
0,301	0,177	0,56	1182	0,99	643
0,302	0,342	0,57	1178	1,00	630
0,303	0,647	0,58	1168	1,01	620
0,304	1,16	0,59	1161	1,02	610
0,305	1,91	0,60	1167	1,03	601
0,306	2,89	0,61	1168	1,04	592
0,307	4,15	0,62	1165	1,05	551
0,308	6,11	0,63	1176	1,06	526
0,309	8,38	0,64	1175	1,07	519
0,310	11,0	0,65	1173	1,08	512
0,311	13,9	0,66	1166	1,09	514
0,312	17,2	0,67	1160	1,10	252
0,313	21,0	0,68	1149	1,11	126
0,314	25,4	0,69	978	1,12	69,9
0,315	30,0	0,70	1108	1,13	98,3
0,316	34,8	0,71	1070	1,14	164
0,317	39,8	0,72	832	1,15	216
0,318	44,9	0,73	965	1,16	271
0,319	49,5	0,74	1041	1,17	328
0,32	54,0	0,75	867	1,18	346
0,33	101	0,76	566	1,19	344
0,34	151	0,77	968	1,20	373
0,35	188	0,78	907	1,21	402
0,36	233	0,79	923	1,22	431
0,37	279	0,80	857	1,23	420
0,38	336	0,81	698	1,24	387
0,39	397	0,82	801	1,25	328
0,40	470	0,83	863	1,26	311
0,41	672	0,84	858	1,27	381
0,42	733	0,85	839	1,28	382
0,43	787	0,86	813	1,29	346
0,44	911	0,87	798	1,30	264
0,45	1006	0,88	614	1,31	208
0,46	1080	0,89	517	1,32	168
0,47	1138	0,90	480	1,33	115
0,48	1183	0,91	375	1,34	58,1
0,49	1210	0,92	258	1,35	18,1
0,50	1215	0,93	169	1,36	0,660
0,51	1206	0,94	278	1,37	. . .
0,52	1199	0,95	487	1,38	. . .
0,53	1188	0,96	584	1,39	. . .
0,54	1198	0,97	633	1,40	. . .
0,55	1190	0,98	645	1,41	1,91

λμ	S_λ	λμ	S_λ	λμ	S_λ
вт/м² · мμ		*вт/м² · мμ*		*вт/м² · мμ*	
1,42	3,72	1,67	159	1,91	0,705
1,43	7,53	1,68	145	1,92	2,34
1,44	13,7	1,69	139	1,93	3,68
1,45	23,8	1,70	132	1,94	5,30
1,46	30,5	1,71	124	1,95	17,7
1,47	45,1	1,72	115	1,96	31,7
1,48	83,7	1,73	105	1,97	37,7
1,49	128	1,74	97,1	1,98	22,6
1,50	157	1,75	80,2	1,99	1,58
1,51	187	1,76	58,9	2,00	2,66
1,52	209	1,77	36,8	2,01	19,5
1,53	217	1,78	18,4	2,02	47,6
1,54	226	1,79	5,70	2,03	55,4
1,55	221	1,80	0,920	2,04	54,7
1,56	217	1,81	. . .	2,05	38,3
1,57	213	1,82	. . .	2,06	56,2
1,58	209	1,83	. . .	2,07	77,0
1,59	205	1,84	. . .	2,08	88,0
1,60	202	1,85	. . .	2,09	86,8
1,61	198	1,86	. . .	2,10	85,6
1,62	194	1,87	. . .	2,11	84,4
1,63	189	1,88	. . .	2,12	83,2
1,64	184	1,89	. . .	2,13	20,7
1,65	173	1,90	. . .	2,14	. . .
1,66	163				


P
T
τ
25 m
0,10
0,15
0,20
0,25
0,30
0,35
0,40
0,45
0,50
0,55
0,60
0,65
0,70
0,75
0,80
0,85
0,90
0,95
1,00
1,05
1,10
1,15
1,20
1,25
1,30
1,35
1,40
1,45
1,50
1,55
1,60
1,65
1,70
0,02
0,03
0,04
0,05
0,06
0,07
0,08
0,09
0,10
0,11
0,12
0,13
0,14
0,15


0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
15 m
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1,5
1
N
3,0
2,5
2,0
1,5
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Глава I. **Лучистая энергия. Основные определения и понятия** 5

§ 1. Солнце как источник радиации. Понятие о звездных температурах . . . . . —
§ 2. Общие сведения о потоках лучистой энергии в атмосфере 9
§ 3. Основные количественные характеристики поля излучения 12
1. Интенсивность излучения (13). 2. Поток излучения (15). 3. Коэффициент излучения (17). 4. Коэффициент поглощения (18). 5. Коэффициент рассеяния (19). 6. Отражательная способность (19). 7. Функции поглощения и пропускания (20).
§ 4. Основные законы теплового излучения 25
1. Закон Кирхгофа (25). 2. Закон Планка (33). 3. Закон Стефана—Больцмана (36). 4. Закон смещения Вина (36).
§ 5. Тепловое излучение реальных тел 37
1. Тепловое излучение диэлектриков (37). 2. Тепловое излучение проводников (41). 3. Тепловое излучение естественных поверхностей (44).
§ 6. Уравнение переноса лучистой энергии для стационарного поля излучения 46

Глава II. **Методы актинометрических наблюдений** 50

§ 1. Общая характеристика методов измерения лучистой энергии . . . . . —
§ 2. Приборы для измерения прямой солнечной радиации . . 53
1. Компенсационный пиргелиометр Онгстрема (53). 2. Актинометр Михельсона (57). 3. Термоэлектрический актинометр Савинова—Янишевского (58).
§ 3 Приборы для измерения суммарной, рассеянной радиации и альбедо 60
1. Пиранометр Янишевского (60). 2. Зарубежные модели пиранометров (63).
§ 4. Приборы для измерения яркости и освещенности . . . 65
§ 5. Приборы для измерения радиационного баланса и эффективного излучения 67
1. Балансомер Янишевского (67). 2. Дифференциальный балансомер Лайхтмана и Кучерова. (70). 3. Балансомер Айзенштата (71). 4. Зарубежные модели балансомеров (72).

§ 6. Основные типы аппаратуры для спектральных измерений
1. Применение светофильтров (74). 2. Спектральная аппаратура (79). 74

Глава III. **Поглощение радиации в атмосфере** 88

§ 1. Общие закономерности избирательного поглощения радиации 89
1. Контур спектральной линии (89). 2. Функция поглощения при наличии отдельной спектральной линии (98). 3. Полоса поглощения Эльзассера (100). 4. Статистическая модель полосы поглощения (101).
§ 2. Спектр поглощения водяного пара и жидкой воды . . . 106
1. Поглощение коротковолновой (солнечной) радиации (108). 2. Поглощение длинноволновой (тепловой) радиации (113). 3. Поглощение радиации жидкой водой (117).
§ 3. Спектр поглощения углекислого газа 120
§ 4. Спектры поглощения озона и кислорода 128
1. Поглощение коротковолновой радиации (128). 2. Поглощение длинноволновой радиации (131).
§ 5. Краткая характеристика второстепенных поглощающих радиацию компонент атмосферы 135
§ 6. Интегральная функция пропускания атмосферы для теплового излучения 137
§ 7. Абсорбционная спектроскопия атмосферы как метод исследования состава атмосферы 140
1. Озон (141). 2. Водяной пар (143).

Глава IV. **Рассеяние радиации в атмосфере** 148

§ 1. Путь солнечного луча в атмосфере . . . . . —
§ 2. Рассеяние радиации (основные соотношения) 156
§ 3. Релеевское рассеяние 158
§ 4. Рассеяние радиации на больших частицах 166
§ 5. Расчеты ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием 180
1. Теоретический метод расчета ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием (180). 2. Полуэмпирические методы расчета ослабления радиации в атмосфере, обусловленного рассеянием (183).
§ 6 Элементы теории переноса радиации с учетом многократного рассеяния 186
1. Метод последовательных приближений (186). 2. Метод приведения к дифференциальным уравнениям (189).
§ 7. Рассеяние радиации и структура атмосферных аэрозолей 195

Глава V. **Прямая солнечная радиация** 199

§ 1. Распределение энергии в спектре солнца на уровне земной поверхности . . . . . —
1. Общая характеристика (199). 2. Ультрафиолетовая область спектра (206). 3. Видимая и инфракрасная области спектра (212).
§ 2. Спектральная прозрачность атмосферы 217
§ 3. Распределение энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы 227
§ 4. Солнечная постоянная 232
1. Общие замечания (232). 2. Долгий метод (233). 3. Короткий метод (237).

§ 5. Общее ослабление солнечной радиации в идеальной атмосфере 241
§ 6. Количественные характеристики прозрачности реальной атмосферы 245
1. Коэффициент прозрачности (245). 2 Фактор мутности (253) 3. Формула В. Г. Кастрова (258). 4. Формула Х. Мюрка (260). 5. Индекс мутности Л. Г. Махоткина (261).
§ 7. Некоторые данные наблюдений над изменениями состояния прозрачности атмосферы 264
1. Дневной ход прозрачности атмосферы (264). 2. Годовой ход прозрачности атмосферы (265). 3. Географическая изменчивость прозрачности атмосферы (267). 4. Изменение прозрачности атмосферы с высотой над уровнем моря (269). 5. Соотношение между различными факторами, определяющими прозрачность атмосферы (271). 6. Фактор мутности и воздушные массы (276).
§ 8. Ослабление солнечной радиации облаками 279
§ 9. Теоретические расчеты облучения земной поверхности солнечной радиацией 284
1. Общие замечания (284). 2. Облучение земной поверхности солнечной радиацией в случае отсутствия атмосферы (286). 3. Облучение земной поверхности солнечной радиацией в реальных условиях при отсутствии облачности (290). 4. Полуэмпирические методы расчета действительных сумм солнечной радиации (292).
§ 10 Временная и пространственная изменчивость потоков и сумм солнечной радиации 297
1. Суточный и годовой ход потока прямой солнечной радиации (297). 2. Влияние города на приход прямой солнечной радиации (306). 3. Суточные суммы тепла солнечной радиации (307). 4 Месячные суммы тепла солнечной радиации (310) 5. Сезонные и годовые суммы тепла солнечной радиации (316).
§ 11 Приход солнечной радиации на наклонные поверхности 320
1. Общие соотношения (321). 2. Результаты расчетов (324).

Глава VI. **Рассеянная радиация атмосферы** 334
§ 1. Распределение энергии в спектре рассеянной радиации —
1. Общая характеристика (334). 2. Результаты наблюдений (336).
§ 2. Угловое распределение интенсивности рассеянной радиации 339
§ 3 Потоки рассеянной радиации 347
1. Зависимость потока рассеянной радиации от высоты солнца, условий прозрачности атмосферы и альбедо подстилающей поверхности (347). 2. Суточный и годовой ход потока рассеянной радиации при безоблачном небе (348). 3. Соотношение между потоками прямой солнечной и рассеянной радиации безоблачного неба. (350). 4. Теоретические расчеты рассеянной радиации безоблачного небеа (351). 5. Рассеянная радиация облачного неба (352). 6. Теоретические расчеты рассеянной радиации облаков (357).
§ 4. Основные наблюдаемые закономерности изменчивости сумм рассеянной радиации 367
1. Суточные суммы тепла рассеянной радиации (368).
2 Месячные суммы тепла рассеянной радиации (370).
3. Годовые суммы тепла рассеянной радиации (371).

Глава VII. **Альбедо подстилающей поверхности и облаков** . . . 373

§ 1. Спектральное альбедо естественных подстилающих поверхностей . . . . . —
1. Почвы и обнажения (375). 2. Растительные покровы (376). 3. Снежный покров (379). 4. Водные бассейны (382). 5. Земля как планета (383).
§ 2. Альбедо различных подстилающих поверхностей суши . . 384
1. Альбедо поверхности почвы (385). 2. Альбедо растительных покровов (386). 3. Альбедо снега и льда (387). 4. Дневной ход альбедо (389). 5. Годовой ход альбедо (392).
§ 3. Альбедо водных бассейнов 393
1. Альбедо водных бассейнов для прямой солнечной радиации (393). 2. Альбедо водных бассейнов для рассеянной радиации (396). 3. Альбедо водных бассейнов для прямой солнечной радиации при наличии волнения (398). 4. Альбедо водных бассейнов для суммарной радиации (400).
§ 4. Альбедо облаков 403
§ 5. Географическое распределение альбедо 406
§ 6. Альбедо Земли как планеты 412

Глава VIII. **Суммарная радиация** 417

§ 1. Распределение энергии в спектре суммарной радиации . —
§ 2. Потоки суммарной радиации 420
1. Зависимость потока суммарной радиации от степени облачности, высоты солнца и условий прозрачности атмосферы (420). 2. Суточный и годовой ход потока суммарной радиации (425). 3. Теоретические расчеты суммарной радиации (427).
§ 3 Основные наблюдаемые закономерности изменчивости сумм суммарной радиации 432
1. Суточные суммы суммарной радиации (433). 2. Месячные суммы суммарной радиации (436). 3. Сезонные и годовые суммы суммарной радиации (439). 4 Географическое распределение сезонных и годовых сумм суммарной радиации (441). 5. Суммы суммарной радиации, поглощенной подстилающей поверхностью (442).
§ 4. Приход коротковолновой радиации на различно ориентированные наклонные поверхности 444
§ 5. Приход суммарной радиации под растительными покровами 454
1. Травостой (455) 2 Отражение, пропускание и поглощение солнечной радиации листьями растений (459). 3. Приход суммарной радиации под пологом леса (464).
§ 6. Проникновение лучистой энергии в воду, лед и снег . . 469
1. Вода (469). 2. Лед (477). 3. Снег (479).
§ 7. Освещенность 482

Глава IX. **Тепловое излучение атмосферы** 484

§ 1. Феноменологическая теория переноса теплового излучения в атмосфере . . . . . —
1. Перенос монохроматического излучения (485). 2. Перенос немонохроматического излучения (488).

§ 2. Приближенные уравнения переноса и их использование для расчета переноса теплового излучения в атмосфере 492
§ 3. Радиационные номограммы 498
1. Номограмма Ф. Н. Шехтер (498). 2. Номограмма автора и Х. Ю. Нийлиск (503).
§ 4. Перенос теплового излучения в облаках 504
§ 5. Эффективное излучение подстилающей поверхности и противоизлучение атмосферы 506
1. Наблюдаемые закономерности изменения эффективного излучения и противоизлучения (506). 2. Эмпирические формулы для расчета эффективного излучения и противоизлучения (516). 3. Сопоставление эмпирических и теоретических формул для расчета эффективного излучения (527).
§ 6. Угловое распределение интенсивности эффективного излучения и противоизлучения по небесному своду 531
1. Эффективное излучение (531). 2. Противоизлучение атмосферы (545).
§ 7. Некоторые практические применения данных об угловом распределении интенсивности эффективного излучения и противоизлучения 546
1. Влияние облачности, туманов и дымов на эффективное излучение и противоизлучение (546). 2 Изменение эффективного излучения с высотой под пологом леса (555). 3. Эффективное излучение склонов (559).
§ 8. Распределение энергии в спектре эффективного излучения и противоизлучения 566
§ 9. Эмиссионная спектроскопия как средство исследования строения и состава атмосферы 573

Глава X. **Радиационный баланс** 586

§ 1. Наблюдаемые закономерности изменения радиационного баланса подстилающей поверхности 588
1. Суточный ход (589). 2. Годовой ход (594) 3. Влияние увлажнения (596). 4. Влияние лесонасаждений (598). 5. Суммы радиационного баланса (600).
§ 2. Результаты расчетов радиационного баланса подстилающей поверхности 602
§ 3. Радиационный баланс склонов 611
§ 4. Радиационный и тепловой балансы атмосферы и системы земная поверхность—атмосфера 618
1. Радиационный и тепловой балансы атмосферы (618). 2. Радиационный и тепловой балансы системы земная поверхность—атмосфера (628). 3. Общая схема теплового баланса земного шара (632).

Глава XI. **Изменение температуры в атмосфере за счет лучистого теплообмена** 635

§ 1. Уравнение притока тепла . . . . . —
§ 2. Методы расчета лучистого притока тепла 639

§ 3. Результаты расчетов радиационных изменений температуры 647
1. Свободная атмосфера (647). 2. Приземный слой атмосферы (654).
§ 4. Радиационные факторы теплового режима стратосферы и мезосферы 655
1. Стратосфера (656). 2. Мезосфера (664).
§ 5. Соотношение между лучистым и турбулентным теплообменом в приземном слое атмосферы 668

Основная литература 671

Приложения 1—7 . . . . . 672—685

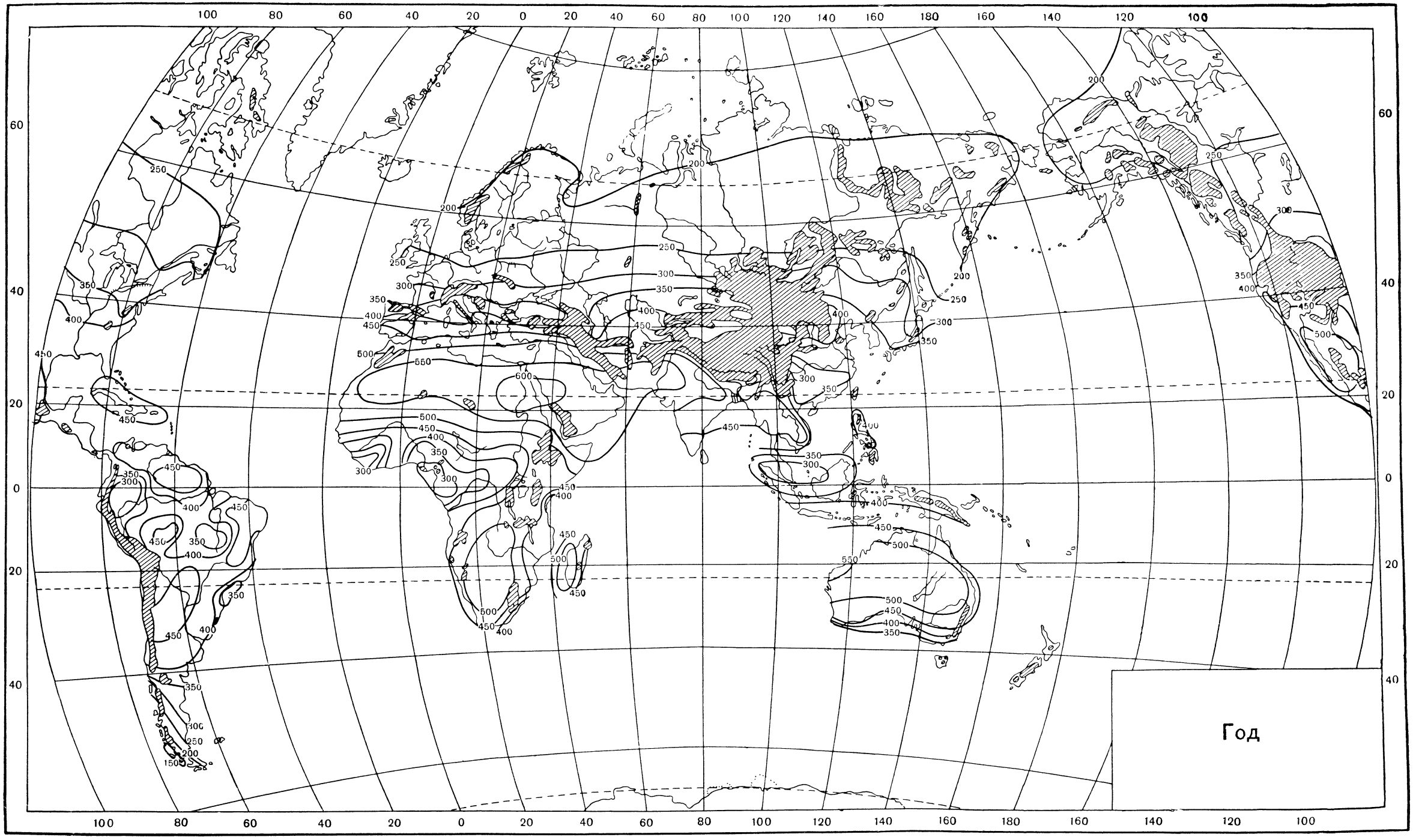


Рис. 128. Географическое распределение средних годовых суточных сумм суммарной радиации (*кал/см² · сутки*) на территориях континентов.

Кондратьев Кирилл Яковлевич

АКТИНОМЕТРИЯ

Отв. редактор *Т. В. Кириллова*
Редактор *Л. Л. Беленькая*
Обложка художника *Е. Е. Персон*
Худ. редактор *Ю. Н. Шаромов*
Технич. редактор *Г. С. Николаева*
Корректоры: *М. А. Гальперина* и *В. С. Игнатова*

Сдано в набор 31/X 1964 г. Подписано к печати 4/III 1965 г.
Бумага 60×90¹/₁₆. Бум. л. 21,63+1 вкл. Печ. л. с вкл 43,5.
Уч.-изд. л. 43,64. Тираж 2000 экз. М-21070. Индекс МЛ-108.
Заказ № 798 Цена 1 руб. 68 коп.

Гидрометеорологическое издательство
Ленинград, В-53, 2-я линия, дом № 23.
Тем. план 1965 г., № 27.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати
Ленинград, Прачечный пер., 6